

**MITTEILUNGEN AUS DEM
FORSCHUNGSINSTITUT FÜR PHYSIK DER STRAHLANTRIEBE E.V.**

LEITUNG: DR. ING. E. SÄNGER · DR. I. SÄNGER-BREDT

STUTTGART

13

Eugen Sänger / Irene Bredt

Über einen Raketenantrieb für Fernbomber

(Unveränderte zweite deutsche Auflage)

VERLAG FLUGTECHNIK / ERNST VON OLNHAUSEN STUTTGART

OKTOBER 1957

**MITTEILUNGEN AUS DEM
FORSCHUNGSINSTITUT FÜR PHYSIK DER STRAHLANTRIEBE E. V.**

LEITUNG: DR. ING. E. SÄNGER · DR. I. SÄNGER-BREDT

STUTT GART

13

Eugen Sänger / Irene Bredt

Über einen Raketenantrieb für Fernbomber

(Unveränderte zweite deutsche Auflage)

VERLAG FLUGTECHNIK / ERNST VON OLNHAUSEN STUTT GART

OKTOBER 1957

Alle Rechte vorbehalten
Herstellung: Warth & Olnhausen, Stuttgart
Als Manuskript gedruckt

V o r w o r t

Die Anwendung des reinen Raketenantriebes in der Flugtechnik krankt gegenwärtig an den baulich bedingten Beschränkungen der Auspuffgeschwindigkeit und der Fluggeschwindigkeit.

Die Auspuffgeschwindigkeit wird wegen der thermischen Beanspruchungen der Triebwerke nicht bis an die physikalisch möglichen Grenzen gesteigert.



Die Fluggeschwindigkeit ist wegen der mechanischen Beanspruchungen der Zelle noch nicht über die Schallgeschwindigkeit hinausgekommen.

Auf Grund eingehender physikalischer und physikalisch-chemischer Untersuchungen werden einige Möglichkeiten erörtert, die sich beim Überschreiten beider Grenzen für den Raketenantrieb von Fernkampfflugzeugen eröffnen.

Weiter werden einige Bauvorschläge gebracht, die das Überwinden der gegenwärtigen Beschränkungen erleichtern sollen.

Diese Untersuchungen zum Problem des Raketen-Fernkampfflugzeuges entstanden als Gemeinschaftsarbeit der beiden Verfasser in den Jahren 1937 - 1941 und waren zusammen mit dem Inhalt des UM - 3509 - Berichtes für einen zweiten Band der "Raketenflugtechnik" des Erstverfassers bestimmt.

Infolge kriegsbedingter Umstände wurde der Buchdruck verschoben und die Ergebnisse der Arbeit wurden im vorliegenden Bericht auszugsweise mitgeteilt.

Ainring (Oberbayern), August 1944.

Vorwort zur zweiten deutschen Auflage

Habent sua fata libelli.-

Auch dieses Buch, das die deutsche Öffentlichkeit nun fast zwanzig Jahre nach seiner Entstehung in Fragmenten vor sich sieht, hat eine reich bewegte und für unsere Zeit kennzeichnende Geschichte.

Im Jahre 1935, als Raketentechnik noch eine Beschäftigung für Narren und Träumer war, erhielt der damals in Wien lebende Erstverfasser von weitblickenden Persönlichkeiten der Forschungsabteilung des vormaligen Reichsluftfahrtministeriums eine Einladung, in Deutschland eine Forschungsstätte für Raketenflug aufzubauen und zu leiten.

Im Jahre 1936 begannen im hintersten Winkel der Lüneburger Heide, in Trauen bei Faßberg, die Bauarbeiten für dieses Institut, und im Jahre 1941 stand - bis auf den letzten Ziegel nach den Angaben des Erstverfassers gestaltet - eines der für die damalige Zeit wohl modernsten und reichstausgestatteten Institute für Forschung auf dem Zwischengebiet von Luftfahrt und Raumfahrt.

Während etwa derselben Zeit, in den Jahren 1937 bis 1941, entstand hier aus der Zusammenarbeit der beiden Verfasser die Urschrift dieses Buches, die mit einem Umfang von rund 900 Seiten als eine Programmschrift der vorgesehenen Arbeiten und Ziele des neuen Institutes gedacht war, vor allem des Zieles, Luftfahrt stetig weiterzuentwickeln bis zu den Außenstationen der Erde, zur Raumfahrt. Dem Zeitgeist folgend, mußten dabei die militärischen Verwendungsmöglichkeiten der Raketenfernflugzeuge in den Vordergrund gestellt werden. Kaum die Verfasser konnten damals jedoch ahnen, daß unter ihren Händen die Programmschrift nicht eines einzelnen wissenschaftlichen Institutes, sondern die der größten Industrien der mächtigsten Industriestaaten der Erde für die folgenden Jahrzehnte entstanden war.

Zunächst wurden vier Kopien des umfangreichen Urmanuskriptes an die unmittelbar interessierten Stellen des Reiches verteilt. Bereits Ende 1941 liefen die Druckmaschinen des altrenommierten Münchener Verlagshauses, das seit Beginn der dreissiger Jahre die Veröffentlichungen des Erstverfassers zu betreuen pflegte. Aus Kriegsgründen war zunächst eine beschränkte und geheime Auflage gedruckter Exemplare für die Zwecke des Reichsluftfahrtministeriums vorgesehen, bis spätere Auflagen, wie man hoffte, der Welt zur Verfügung stehen konnten.

Es kam nie soweit.- In dieser zwielichtigen Zeit, wo unter dem Schutz militärischer und politischer Geheimhaltung persönliche Ehrgeize und Intrigen ihre Orgien feierten, war es eifersüchtelnden Fachgenossen möglich, die schon angelaufenen Druckpressen zum Stehen zu bringen. Der Erstverfasser wurde plötzlich vor die Alternative gestellt, entweder auf die Herausgabe seines Buches, die Weiterverfolgung seines persönlichen Arbeitsprogramms und auf die künftige Mitarbeit des Zweitverfassers zu verzichten, oder aber das soeben aufgebaute Institut schlagartig zu verlassen.

Eine als Lockmittel für Willfährigkeit in Aussicht gestellte Reichsprofessur lehnte er ab. Da ein verzweifelter Appell an das Reichsluftfahrtministerium erfolglos verhallte, wählten beide Verfasser im

Jahre 1942 den bitteren Weg der Treue zu ihrem Werk. Die von der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug in Ainring im kritischen Augenblick großzügig gebotene Gastfreundschaft gestattete zwar keine Fortsetzung der kostspieligen Raketenversuche, jedoch konnte dort wenigstens im Jahre 1944 der vorliegende Auszug aus dem ursprünglichen Manuskript als "Geheime Kommandosache UM 3538 der Deutschen Luftfahrtforschung" erscheinen und in rund hundert Exemplaren an die interessierten deutschen Stellen verteilt werden.

Im Jahre 1945 vollendete sich das deutsche Drama. Anscheinend wurden sowohl die vier verteilten Handschriftexemplare der vollständigen Urfassung als auch die Mehrzahl der hundert gedruckten Auszüge beim Einrücken der Feindtruppen von deutschen Dienststellen verbrannt.

Wenig später wurden auch die wesentlichen Einrichtungen des Trauener Forschungsinstituts von den Besatzungstruppen abmontiert, ins Ausland verbracht und die baulichen Anlagen gesprengt.

Das erste Institut für Forschung zwischen Luftfahrt und Raumfahrt samt seinen wissenschaftlichen Unterlagen war damit durch Feuer und Dynamit in sinnloser Weise vernichtet worden. Seine Schöpfer lebten zunächst als Unbekannte auf einem oberbayrischen Dorf und ab Ende 1946 als Gäste des französischen Luftfahrtministeriums in Paris.

Indessen hatte der deutsche Vernichtungsbefehl nicht alle hundert Exemplare des in Deutschland als Forschungsbericht verteilten Buchauszuges erreicht. Einige Stücke gelangten in die Hände der verschiedenen Besatzungstruppen und wurden von den betreffenden Ländern zunächst weiterhin als Geheimbericht gehütet, bis im Jahre 1947 ein unerwarteter Zwischenfall eintrat.

Ein Oberst der russischen Luftwaffe floh nach Westeuropa und berichtete in sensationeller Weise ⁺⁾ , daß einige Exemplare des Raketenbomber-Berichtes in die Hände der russischen Truppen gefallen seien, eine russische Übersetzung des Berichtes daraufhin in den Kreml gelangt sei und Marschall Stalin veranlaßt hätte, seinen Sohn Wasilij und ihn selbst, Oberst Tokaev, zu beauftragen, die beiden Verfasser dringend nach Moskau zu holen. Da diese jedoch inzwischen in Paris lebten, war es zu keiner Kontaktaufnahme gekommen und Oberst Tokaev hatte sich seiner Aufgabe durch Flucht über Westberlin nach London entzogen.

Die Indiskretionen des russischen Offiziers hatten zur Folge, daß andere Nationen nun die Geheimhaltung des Berichtes aufhoben, eine englische Übersetzung zunächst von USA-Behörden weiteren Kreisen zugänglich gemacht wurde und schließlich sogar mit Zustimmung der Verfasser bei Robert Cornog, Santa Barbara, Californien, öffentlich erschien und durch die American Rocket Society in New York vertrieben wurde. Eine entsprechende französische Übersetzung gab der Service de Documentation Industrielle et Technique des französischen Luftfahrtministeriums in Paris heraus.

⁺⁾ G. A. Tokaev, "Stalin means war", Verlag George Weidenfeld & Nicolson, Ltd, London 1951.

Damit begann das Buch nun rasch entsprechend seiner ursprünglichen Zielsetzung, wenn auch ausschließlich außerhalb Deutschlands, als Programmschrift der wissenschaftlichen und technischen Entwicklung der Luftfahrt zur Raumfahrt wirksam zu werden.

Bald erfuhr man insbesondere aus USA, teilweise auch aus Frankreich und England, und seltener aus Rußland Einzelheiten über die schrittweise Realisierung von wissenschaftlichen Teilproblemen und technischen Lösungen, die erstmals im UM 3538 angegeben oder zumindest dort empfohlen worden waren:

Aerodynamische Schlittenversuchsbahnen (test slids), gaskinetische Strömung (free molecular flow), thermochemische Strömung (aerothermochemistry), Hyperschallflug (hypersonic flight), extrem dünne, ungepfeilte Flügel mit scharfer Profilnase und plankonvexe Rumpfformen mit ebener Unterseite für sehr schnelle Flugzeuge, Brennstoffe auf der Basis der Anfangselemente des periodischen Systems, insbesondere Verbindungen von Bor, Lithium, Aluminium, Metall-Äthyle (HiCal- und Zippfuels), atomare Treibstoffe (free radicals), Ozon als Verbrennungsstoff, Zwanglaufkühlung der Raketenbrennkammern, charakteristische Längen derselben, Energieabzapfung aus der Brennkammer zum Antrieb der Hilfsaggregate des Raketenmotors, Hochdruck-Raketenbrennkammern, schwingende Hyperschall-Flugbahnen (skip-flight), Wasserdampf-Großstart-raketen, usw.

Dies sind einige Einzelzüge moderner Luftfahrt- bzw. Raumfahrt-Technik, deren Ursprung man heute zu Unrecht oft außerhalb Deutschlands vermutet.

Aber nicht die Anzahl zum Teil origineller Einzelgedanken allein haben das Buch seit 1945 in vielen Ländern der Erde für den Luftfahrtforscher und Luftfahrtingenieur begehrt gemacht.

In zunehmendem Maße ist es die Grundkonzeption des Raketenfernflugzeuges selbst, auf dessen wirtschaftliche Bedeutung als Verkehrsflugzeug von deutsch-amerikanischer Seite nachdrücklich hingewiesen worden ist, und dessen wachsende militärische Bedeutung sich unter den Bezeichnungen "B o o s t - G l i d e - R o c k e t", "E n g i n S e m i B a l l i s t i q u e", "T - 4-A", "X 15" usw. in den verschiedensten Ländern umsomehr in den Vordergrund schiebt, je mehr die bemannten oder unbemannten aerodynamischen Bomber durch Flugabwehrkörper und die ballistischen Fernraketen durch anti-missile-missiles bedroht bzw. unbrauchbar werden.

Die ureigene technisch-kulturelle Bedeutung der Raketenfernflugzeuge dürfte indes darin liegen, daß sie den Weg weisen, mit bemannten Geräten bis in die Außenstationsbahnen der Erde vorstoßen zu können und damit die bemannte Raumfahrt einzuleiten.

Der Erstverfasser hat einige, im UM 3538 nicht enthaltene Fragmente der Urfassung, die besonders in diese Richtung weisen, nach 1944 veröffentlicht ("Bewegungsgesetze der Raumfahrt", Interavia, Jg.4, H.7, S. 416-418, Genf 1949, und "Atlas konkreter Bahnen von Raketenflugzeugen bis zur Außenstation und zurück", Forschungsreihe der Nordwestdeutschen Gesellschaft für Weltraumforschung, H.3, Friedrichstadt/Eider 1951).

Diese Teile sind in dem vorliegenden Band nicht enthalten, der tatsächlich nur eine völlig unveränderte photomechanische Reproduktion des

IV

UM 3538 darstellt, naturgemäß auch ohne jeden Versuch einer Berichtigung oder Ergänzung, die heute, nach fast zwanzigjähriger intensiver Bearbeitung dieser Probleme in der ganzen Welt, ja auch hoffnungslos erscheinen müßte.

Dementsprechend sind manche Teile des Buches inzwischen veraltet und können nurmehr Anspruch auf historisches Interesse erheben. Sie wurden trotzdem nicht weggelassen.

Wir haben selbst den ursprünglichen Titel unverändert gelassen, obwohl er der Entstehungszeit des Buches entsprechend nur auf die militärische Seite der Raketenfernflugzeuge hinweist - die übrigens für die Verteidigung Europas heute offenbar noch wichtiger als vor zwanzig Jahren ist -, während uns in Deutschland die friedlichen Seiten der Raketenfernflugzeuge heute wesentlich näher stehen, insbesondere die von Walter Dornberger vertretene Anwendung als absolut schnellstes irdisches Verkehrs- und Transport-Flugzeug und ganz besonders die Anwendung als Zubringerflugzeug zu bemannten Erdaußenstationen.

Gerlingen-Schillerhöhe bei Stuttgart
Oktober 1957

Klaus Hängel
Heine Hängel - Berlin

Gliederung:

Seite

I. Grundsätzliches	7
II. Das Flugzeug.	
1. Eigenschaften des Raketenmotors	14
2. Wirksame Auspuffgeschwindigkeit des Raketenmotors	35
3. Eigenschaften der Zelle	78
4. Die Gleitzahl der Zelle	90
III. Start und Aufstieg.	
1. Beschleunigung des Flugzeuges	117
2. Schleuderstart	130
3. Aufstiegsbahn	142
IV. Gleitflug und Landung.	
1. Überschall-Gleitflugbahn	162
2. Unterschall-Gleitflugbahn und Landung	185
V. Bombenwurf.	
1. Wurfarten	193
2. Bombenflugbahn	194
3. Auftreffballistik	204
VI. Angriffsarten.	
1. Grundsätzliche Angriffsarten	207
2. Punktangriff mit Doppelantrieb und Kehrtwendung . .	211
3. Punktangriff mit Doppelantrieb, Teilwendung und Stützpunkt	216
4. Punktangriff mit Preisgabe des Bombers	221
5. Flächenangriff mit Kehrtwendung	225
6. Flächenangriff mit Teilwendung und Stützpunkt . . .	230
7. Flächenangriff mit Antipodenstützpunkt	234
8. Flächenangriff mit Erdumrundung	234
9. Wertung der Angriffsverfahren	235
VII. Der Entwicklungsweg des Raketenbombers	243
Schrifttum	257
Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen	261

I. Grundsätzliches.

Dem Prinzip der reinen Rakete, die den antreibenden Massenstrahl ausschliesslich aus den an Bord des fliegenden Gerätes mitgeführten Kraftstoffmassen bildet, ist das Gebiet jener Fluggeschwindigkeiten bedingungslos vorbehalten, die die Schallgeschwindigkeit vielfach übertreffen. Die reine Rakete ist aber auch bei niedrigeren Geschwindigkeiten besonders dann wettbewerbsfähig, wenn sehr grosse oder nur kurzzeitige Antriebskräfte verlangt werden oder Umgebungsluft überhaupt nicht zur Verfügung steht, z.B. unter Wasser oder ausserhalb der merkbaren Erdatmosphäre. Diese besonderen Eigenschaften haben dem Raketenantrieb ein breites wehrtechnisches Anwendungsgebiet vorbehalten, das sich etwa mit folgenden Punkten umreissen lässt:

Antrieb von Geschossen und Bomben, wobei der wenige Sekunden dauernde, verhältnismässig starke Antrieb meist von Pulverraketen geleistet wird.

Zusatzantrieb von Schrauben- oder Strahlflugzeugen mit Wirkungszeiten von meist unter einer Minute, wofür Flüssigkeitsraketen mit Presstankbetrieb Verwendung finden.

Zusatz- oder Hauptantrieb für Wasserfahrzeuge mit mehrminütiger Wirkungsdauer, sodass Raketenmotore mit Pumpenförderung der Kraftstoffe, jedoch ohne hohe Auspuffgeschwindigkeiten benötigt werden.

Hauptantrieb von Lufttorpedos gegen Erd-, See- und Luftziele, mit mittleren bis langen Antriebszeiten, wobei sehr hohe Auspuffgeschwindigkeiten nur für ganz grosse Reichweiten wichtig sind.

Hauptantrieb von Jagdflugzeugen oder Bombenflugzeugen, z.B. als Jagdabwehr in sehr grossen Flughöhen oder als Fernkampfflugzeug über ausserordentlich grosse Entfernungen. Sowohl Antriebszeiten als auch Auspuffgeschwindigkeiten stellen an den Raketenflugmotor äusserste Anforderungen. Das letztgenannte Anwendungsgebiet, der Raketenbomber, wird im vorliegenden Bericht näher behandelt.

Reine Raketentriebwerke nützen die mit den Kraftstoffen be-

reitgestellte Energie grundsätzlich sehr unvollständig aus. Da das Gerät aber nicht durch die an Bord mitgeschleppten Energien, sondern durch die mitgeschleppten Kraftstoffgewichte belastet wird, kann man diesem Übelstand durch Sonderkraftstoffe mit höchstmöglichem Energieinhalt in der Gewichtseinheit entgegenwirken. Die Raketenkraftstoffe stellen daher einerseits Energieträger von grösstmöglicher Energiekonzentration in der Masse und im Tankvolumen dar, und sind andererseits auch die Träger jener Massen, aus denen der antreibende Massenstrahl des Triebwerkes gebildet wird.

Je nach der Art der Einbringung dieser - im Tankzustand jedenfalls flüssigen oder festen - Kraftstoffe in die Brennkammer der Rakete können verschiedene Arbeitsweisen von Raketenmotoren unterschieden werden, z.B. Raketen mit periodischem Betrieb, die durch mässige Einbringungsarbeiten der Kraftstoffe, Temperaturbeanspruchungen der feuerberührten Wände, Auspuffgeschwindigkeiten und Schübe ausgezeichnet sind; und Raketen mit kontinuierlichem Betrieb, mit beliebig hohen, gleichbleibenden Feuergasdrücken, hoher, konstanter Auspuffgeschwindigkeit, höchsten Schubkräften bei gegebenen Abmessungen und höchsten thermischen Beanspruchungen der Feuerwände.

Nach diesen Beanspruchungen richtet sich die Bauart der feuerberührten Wände.

Die Bauart unter Ausnutzung der Wärmekapazität des Wandbaustoffes ergibt sehr einfache Lösungen, die aber nur bei periodischem Betrieb oder im Falle kontinuierlichen Betriebes bei mässigen Feuertemperaturen und kurzen Betriebszeiten verwendbar sind. Beispielsweise beginnt die 20 mm starke Metallwand des Düsenhalses einer Pulverrakete mit 2800°K Feuertemperatur und $4000 \text{ kcal/m}^2\text{h}^0$ Wärmeübergangszahl an der feuerberührten Oberfläche zu schmelzen nach einer Zeit von 2, 4, 8, 10, 14 bzw. 90 Sekunden, wenn sie aus Al, Ag, Cu, Fe oder Ni, Pt bzw. Ir besteht, wie man durch Rechnung finden und durch Versuche mit Schweissbrennern qualitativ nachprüfen kann.

Die Feuerwand-Bauarten unter Anwendung feuerfestester Baustoffe ergeben etwas verwickeltere Anordnungen und etwas längere Betriebszeiten, die in diesem Fall meist durch chemische Veränderungen des Baustoffes begrenzt sind. Feuerfesteste Baustoffe mit ihren Schmelz-

punkten in $^{\circ}\text{C}$, die in diesem Zusammenhang von Interesse wären, sind beispielsweise: Berylliumoxyd (2500), Molybdän (2600), Zirkonoxyd (2700), Magnesiumoxyd (2800), Thoroxyd (3050), Titankarbid (3140), Rhenium (3170), Wolfram (3380), Zirkonkarbid (3500), Tantalkarbid und Hafniumkarbid (3900) und Graphit (4000). Mit diesen Stoffen können auch die Betriebszeiten unter Ausnutzung nicht stationärer thermischer Verhältnisse noch weiter erstreckt werden, als früher angegeben wurde.

Die Bauart unter Anwendung von flächigen Kühlmänteln um den Feuerwänden nähert sich den aus dem Verbrennungskraftmaschinenbau bekannten Vorkehrungen zur Beherrschung heisser, hochgespannter Feuergase, sie ist aber ebenfalls auf mässige Feuertemperaturen und mässige Feuerdrücke beschränkt, bei denen der Wärmefluss durch die Feuerwand überall unter etwa 1 PS/cm^2 bleibt und daher die Kühlmittelgeschwindigkeit nicht über rund 10 m/sec zu steigen braucht.

Die Feuerwand-Bauart unter Anwendung zwangsläufiger Kühlmittelführung in Kanälen von vorzüglich eindimensionaler Erstreckung, die alle feuerberührten Wände praktisch lückenlos bedecken, bietet die Möglichkeit, auch jene hohen Wärmeflüsse durch die Feuerwände noch zu beherrschen, die bei der Anwendung hochwertiger Raketenkraftstoffe in Gleichdruck-Raketen unvermeidlich entstehen, und die weit über 1 PS/cm^2 hinausgehen, im Düsenhals sogar bis zu 10 PS/cm^2 und mehr betragen können. Diese Bauart der Feuerwände von Raketenmotoren wird bei den Entwürfen der vorliegenden Arbeit benutzt.

Neben dem Feuerwandbau ist die Förderung der Kraftstoffe in die Brennkammer ein besonderes Problem der Gleichdruckraketen, zu dessen Lösung verschiedene Wege beschritten worden sind.

Lagerung des ganzen Kraftstoffvorrates in der Brennkammer hat sich z.B. bei kurz wirkenden Pulverraketen bewährt. Drucktankförderung der flüssigen Kraftstoffe ist wegen der erheblichen Behälter- und Pressgasgewichte nur bei mässigen Betriebsdauern und Feuergasdrücken möglich. Kraftstoffförderung durch Gasdruckpumpen beschränkt die Behältergewichte und ergibt längere Betriebszeiten

bei mässigen Feuerdrücken Kraftstoffförderung mit normalen Pumpen und Turbinenantrieb erfordert besondere Turbinentreibstoffe oder Abgasentnahme aus dem Feuerraum und bringt damit erhöhte Kraftstoffverbrauche je Impulseinheit, erlaubt jedoch hohe Betriebszeiten und Feuergasdrücke. Kraftstoffförderung durch normale Pumpen mit Kühltampfturbinenantrieb, wobei der zum Turbinenantrieb notwendige Dampf durch Verdampfung des Kühlmittels in den Kühlkammern der feuerberührten Brennkammer- und Feuerdüsen-Wände erzeugt wird, beschränkt weder Betriebsdauern, noch Betriebsdrücke oder Feuertemperaturen und gestattet die Herstellung höchster Auspuffgeschwindigkeiten. Dies Verfahren wird den hier beschriebenen Raketenflugmotoren zu Grunde gelegt.

Schliesslich zählt zu den grundsätzlichen Bauwegen des Gleichdruck-Raketenflugmotors, die auf verschiedene Weise gelöst werden können, auch die Wahl des verwendeten Ofendruckes. Die wegen der geforderten hohen Auspuffgeschwindigkeiten hier allein interessierenden Hochdruckraketen mit Feuerdrücken über 50 at werden praktisch bis zu Feuerdrücken von 100 at betrieben. Sie haben kleine Abmessungen bei gegebenem Schub und sind sinnvoll besonders in Verbindung mit höchstwertigen Kraftstoffen, wo die an sich hohe Auspuffgeschwindigkeit bei einer Feuerdrucksteigerung von 10 auf 100 at beispielsweise um 22%, bei einer Drucksteigerung von 50 auf 100 at noch um etwa 6% erhöht werden kann. Ihr Anwendungsgebiet liegt demnach besonders im raketenflugtechnischen Bereich, z.B. für Raketenbomber, wo die Forderung nach hohen Auspuffgeschwindigkeiten am dringlichsten ist. Die hohen Förderleistungen zur Kraftstoffeinbringung sind unbedenklich, wenn sie mit Hilfe der erwähnten Kühltampfturbine aus der Abfallenergie des zwangsläufig gekühlten Ofens gedeckt werden. Der spezifische Wärmefluss vom Feuer an die Feuerraumwände wächst unter der Einwirkung der steigenden Gasdichte, Gasgeschwindigkeit, Gastemperatur und Gasstrahlung nahezu proportional mit dem Feuerdruck. Daraus folgt die entscheidende Schwierigkeit, dass der Schutz der feuerberührten Wände mit wachsendem Feuerdruck immer kritischer wird, weil die Wärmeabfuhr von der Feuerwand an die Kühlflüssigkeit nur etwa mit der 0,4-ten Potenz der aufgewendeten Kühlmitteldrücke wächst, sodass sich prak-

tische Grenzen für die anwendbaren Feuerdrücke bei etwa 100 at ergeben.

Ähnlich allgemeine Betrachtungen wie über das Triebwerk lassen sich auch über die Zelle anstellen. Zu der grundsätzlichen Frage, ob Sprengladungen mittels Raketen über grosse Entfernungen mit Hilfe ungeflügelter, unbemannter Raketentorpedos oder durch mit Flügeln versehene und bemannte Raketenflugzeuge befördert werden sollen, lässt sich sagen, dass bei dem rückkehrenden Flugzeug Beförderungsweite und ins Ziel gebrachte gesamte Zerstörungsenergie (Geschosswucht + Sprengstoffenergie) bei gleicher Anfangsfluggeschwindigkeit etwa gleich gross wie beim Raketentorpedo wird, also zu Gunsten des Flugzeuges die Erhaltung des Leergewichtes für eine Wiederverwendung und die vermutlich grössere Treffgenauigkeit spricht. Da der Herstellungsaufwand für das Leergewicht weit höher als der für Nutzlast und Kraftstoffladung wird, gibt dieser Grund den Ausschlag. Wenn der Raketenbomber nicht in den Abflughafen zurückkehrt, wird seine Wurfweite bei gleichem v_0 sogar mehrfach grösser als jene des Raketentorpedos, wobei allerdings der Wuchtanteil der ins Ziel gebrachten Zerstörungsenergie sinkt. Die äussersten mit dem Raketenbomber möglichen Wurfweiten sind dem Raketentorpedo völlig versagt.

Der Raketenbomber soll sich von den heute üblichen, durch Luftschrauben angetriebenen Bombenflugzeugen in folgenden wesentlichen Punkten unterscheiden: an Stelle des Luftschraubentriebwerkes in der Rumpfnase tritt das Raketentriebwerk im Rumpfheck; der Rumpf erhält halbogivale Geschossform mit verjüngtem Heckteil; die Flügel erhalten sehr dünne, keilförmige Profile mit scharfer Vorder- und Hinterkante und sehr hoher Flächenbelastung zu Beginn des Fluges; die Kabine ist als luftdichte Stratosphärenkammer ausgebildet.

Als Startverfahren wurde zunächst der Start mit eigener Kraft wie bei üblichen Schraubenflugzeugen in Erwägung gezogen. Er führt jedoch wegen des weiten Spielraumes zwischen Start- und Landegewicht zu sehr grossen Flügelflächen und hohen Kraftstoffverbräuchen im Unterschallflugbereich. Der Start mit eigener Kraft in Lotrichtung

hat nur noch den letzteren Nachteil, allerdings in besonders hohem Mass. Der Schleuderstart auf horizontaler Startbahn bis über die Schallgeschwindigkeit erscheint am günstigsten und wird hier vorausgesetzt. Durch diesen Start mit fremder Kraft geht ein besonders energieverzehrender Teil der Flugzeugbeschleunigung nicht auf Kosten des an Bord mitgeführten Kraftstoffes, wodurch die Reichweite des derart katapultierten Flugzeuges ausserordentlich anwächst, während zugleich die Flugverhältnisse der während des Fluges stark absinkenden Flächenbelastung angepasst werden können.

Als Flugverfahren wurden erwogen: Beschleunigung bis zu dem Zeitpunkt, wo die Fluggeschwindigkeit gleich der Auspuffgeschwindigkeit geworden ist, und anschliessender Flug mit gleichbleibender Geschwindigkeit; ferner Beschleunigung bis zu solcher Geschwindigkeit, dass der anschliessende antriebslose Gleitflug sich über den ganzen verlangten, restlichen Flugweg erstreckt. Das letztere Verfahren liefert bei gleichem Kraftstoffaufwand höhere Reichweiten und einfacheres Triebwerk und wird deshalb weiterhin vorausgesetzt.

Das Gesamtverfahren der Anwendung spielt sich etwa folgendermassen ab: der Raketenbomber wird am Boden auf einer 3 km langen horizontalen Startbahn mit Hilfe eines starken, durch rund 11 Sekunden wirkenden, erdgebundenen Raketenantriebes auf eine Geschwindigkeit von 500 m/sec gebracht, steigt dann unter einer zunächst 30 Grad gegen den Horizont geneigten, später flacher werdenden Bahn mit voller Motorkraft auf 50 bis 150 km Höhe und erlangt dabei Endgeschwindigkeiten bis zu mehr als zweifacher Auspuffgeschwindigkeit. Die Dauer dieses Aufstieges beträgt 4 bis 8 Minuten; in dieser Zeit werden in der Regel die gesamten, an Bord befindlichen Kraftstoffvorräte verbraucht. Am Ende der Aufstiegsbahn wird der Raketenmotor abgestellt, und das Flugzeug setzt seinen Weg lediglich auf Grund seiner kinetischen und potentiellen Energie als eine Art wellenförmigen Gleitflug mit allmählich abklingender Schwingungsamplitude fort. Diese Bewegungsart erinnert an die Bahn eines Ferngeschosses, das gleichfalls aus ähnlichen Höhen eine durch Gleiten gestreckte Abstiegsbahn beschreibt. Wegen seiner Flügel gelbt das auf der ballistischen Kurve absteigende Flugzeug an den tieferen Luftschichten gleichsam ab und wird wieder nach oben

geschleudert, wie ein längs einer Wasseroberfläche rikoschetierender, flacher Stein, wobei während des Eintauchens in die dichte Luft jedesmal ein Teil der kinetischen Energie verbraucht wird, sodass die anfangs sehr weiten Sprünge allmählich kürzer werden und schliesslich in einen stationären Gleitflug übergehen. Zugleich nimmt die Fluggeschwindigkeit auf der viele tausend Kilometer langen Gleitflugbahn von ihren hohen Anfangswerten bis zur normalen Landegeschwindigkeit ab. Wenn die in gewissem Umfang vom Führer steuerbare Abstiegsbahn in Richtung auf das anzugreifende Bodenziel liegt, werden im vorberechneten Augenblick die Bomben vom Flugzeug gelöst, und dieses kehrt in weitem Bogen zum Startplatz oder einem anderen Landeplatz zurück, während die Bomben in der ursprünglichen Flugrichtung dem Ziel zustreben. Auch bei sehr grosser Entfernung zwischen Startplatz und Ziel werden die Bomben erst kurz vor diesem gelöst, sodass die verbleibende wahrscheinliche Streuung des Flächenwurfes ausgeglichen werden kann durch eine hohe Zahl von Würfeln nach der zu zerstörenden Fläche, die dabei nach einer Gauss'schen Wahrscheinlichkeitsglocke von Treffern überdeckt wird. Diese Kampfhandlung ist von Wetter und Tageszeit am Ziel und von Feindeinwirkung vollständig unabhängig durch die astronomische Orientierungsmöglichkeit in der Stratosphäre, durch Flughöhe und Fluggeschwindigkeit.

Aus den geschilderten Eigenschaften des Raketenbombers folgt, dass hier nicht ein verbessertes Kampfflugzeug entwickelt werden soll, welches allmählich eine der vorhandenen Typen ersetzt, sondern dass eine Aufgabe gelöst wird, für die bisher überhaupt keine Lösung vorlag, nämlich die Beschiessung und der Bombenangriff über Entfernungen zwischen 1000 und 20000 km.

Mit dem einzelnen Raketenbomber können im Punktangriff, z.B. von Mitteleuropa aus sehr fern liegende Punktziele, etwa ein Schlachtschiff auf hoher See, eine Kanalschleuse, ja sogar ein einzelner Mensch auf der anderen Erdhälfte beschossen werden.

Mit der weiterhin untersuchten Einheit von hundert Raketenbombern können im Verlauf von wenigen Tagen Flächen bis zur Ausdehnung von Grosstädten an beliebigen Orten der Erdoberfläche

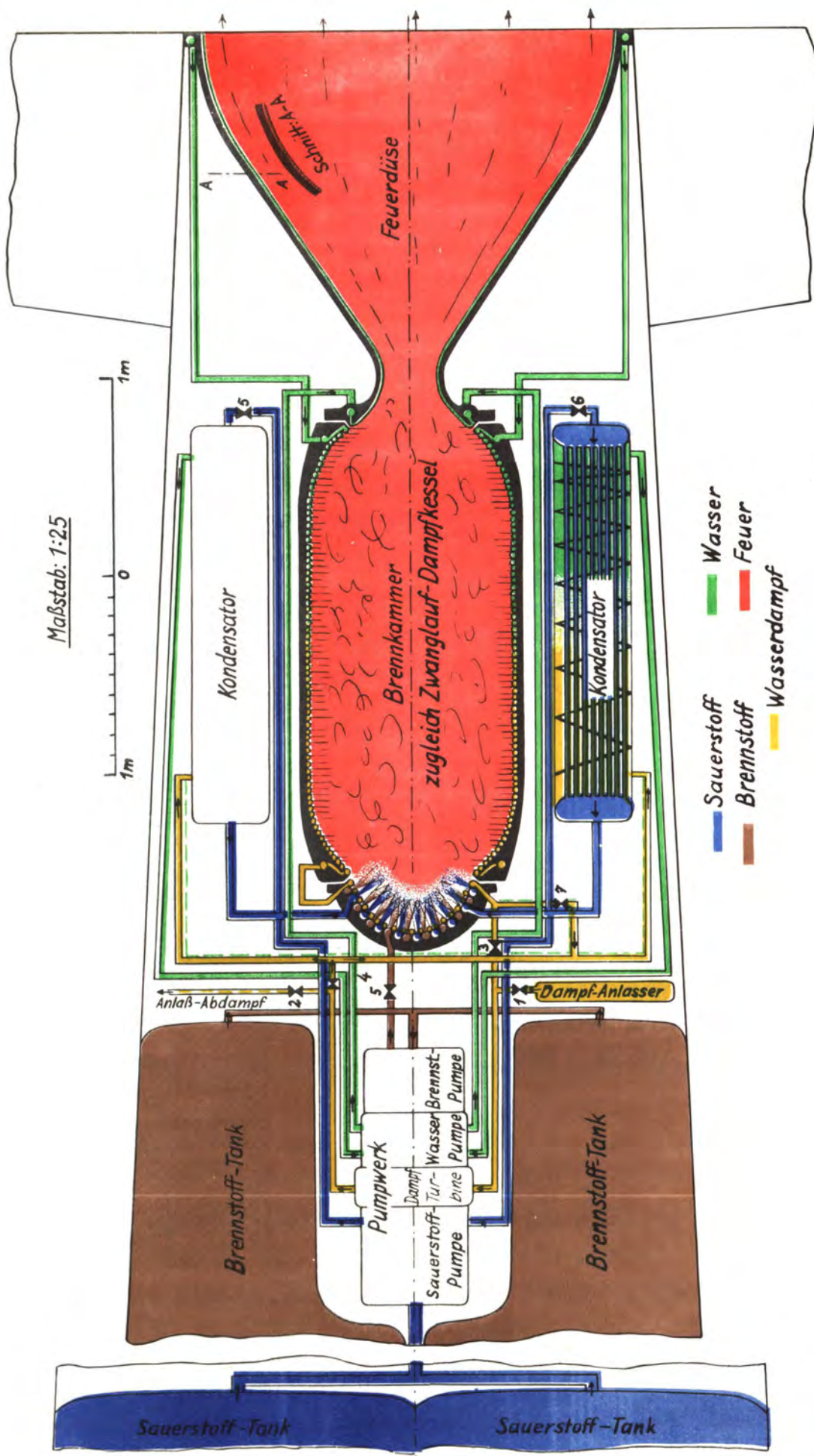
völlig zerstört werden.

II. Das Flugzeug.

1. Eigenschaften des Raketenmotors.

Der grundsätzliche Aufbau des hier vorausgesetzten Raketenmotors ist in Abbildung 1 in seinen wichtigsten Teilen dargestellt. Der Brennstoff gelangt aus den Brennstofftanks in die Brennstoffpumpe, wird dort unter etwa 150 at Druck gesetzt und durch das Ventil 5 und den Einspritzkopf der Brennkammer kontinuierlich in die Brennkammer gedrückt. Der Sauerstoff gelangt aus den dünnwandigen, unisolierten Sauerstofftanks in die Sauerstoffpumpe, wird dort ebenfalls unter 150 at Druck gesetzt, durch die Ventile 6 und die Rohrbündel der Kondensatoren nach Erwärmung auf etwa 0°C in den Einspritzkopf und die Brennkammer gedrückt. Dort treffen sich beide Kraftstoffe erstmals, vermischen sich und verbrennen zu einem Feuergas von 100 at gleichbleibendem Druck und rund 4000°C Temperatur. In der Feuerdüse entspannt das Feuergas auf sehr geringe Drücke und bildet den treibenden Massenstrahl von 3000 bis 4000 m/sec Auspuffgeschwindigkeit, dessen Rückdruck bei 245 bis 327 kg/sec Kraftstoffverbrauch einen Schub von 100 Tonnen liefert. Bei 90 Tonnen Kraftstoffvorrat kann das Flugzeug also durch 367 bis 275 Sekunden mit diesem Schub angetrieben werden.

Neben diesem Hauptprozess mit fast einer Million kcal/sec Energieumsatz läuft ein in Abbildung 2 schematisch dargestellter Nebenprozess von rund 20000 kcal/sec Energieumsatz zum Antrieb der Förderpumpen. Seine in Abbildung 1 sichtbaren Einrichtungen können von der Wasserpumpe ab verfolgt werden, die eine Wassermenge von etwa 28 kg/sec unter 250 at Druck setzt, dieses Wasser am Düsenhals in das Kühlkanalsystem der Feuerdüsenwand drückt, in dem es gegen die Düsenmündung läuft und auf ungefähr 300°C erwärmt wird. Nach der Entnahme wird es mit noch überkritischem Druck wieder am Düsenhals dem Kühlkanalsystem der Brennkammerwand zugeführt, dort weiter erwärmt und in der Gegend des kritischen Druckes verdampft, schliesslich am Einspritzkopf als hochgespannter und überhitzter Dampf entnommen, der Dampfturbine zugeführt, dort auf etwa 6 ata entspannt und nach den flüssigsauerstoffgekühlten Kondensatoren



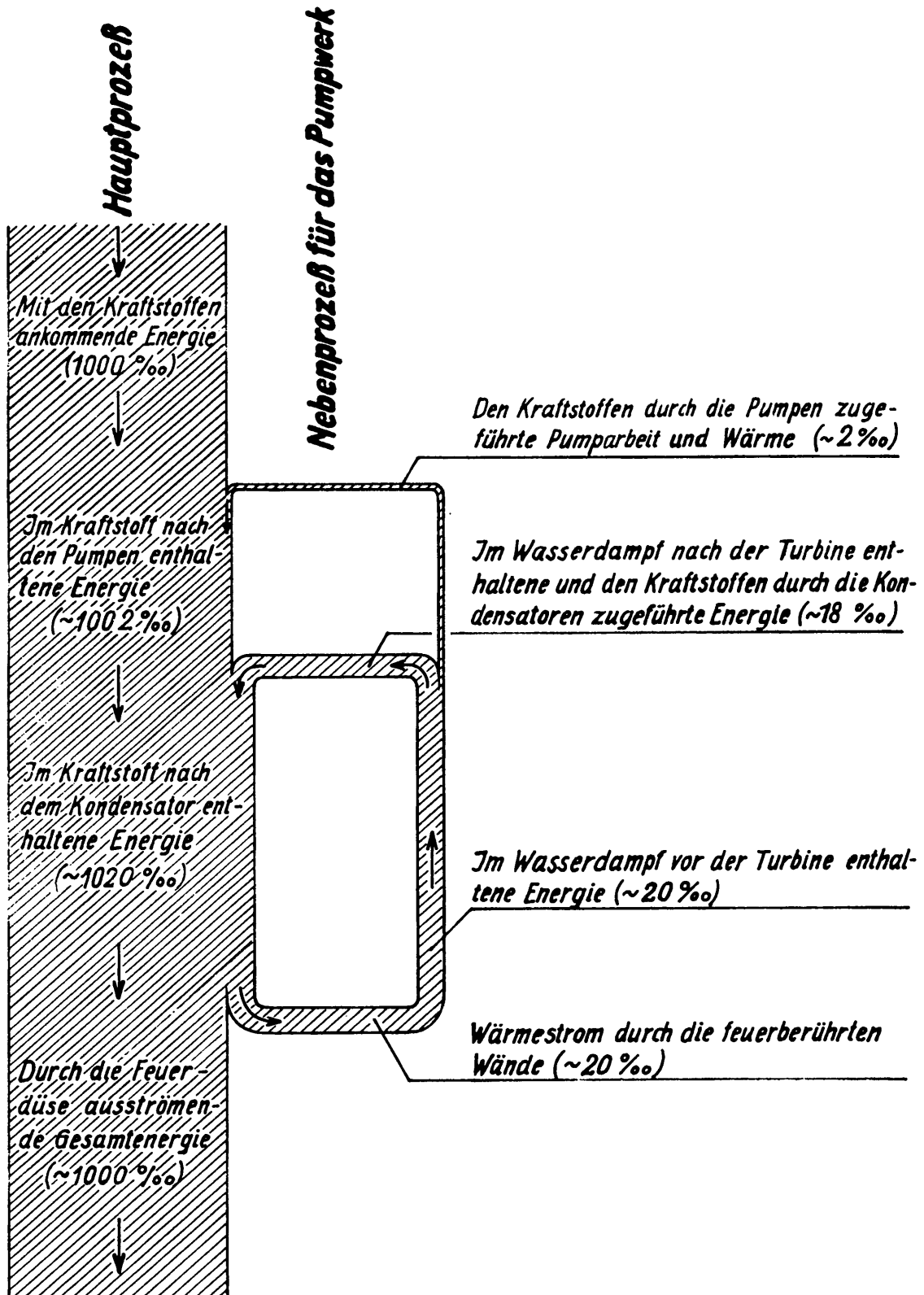


Abb. 2; Energiefluss im Arbeitsprozess des Raketenflugmotors.

geleitet, wo es in flüssiges Wasser rückverwandelt wird und seine beträchtliche Restenergie an den Sauerstoff abgibt, um im geschlossenen Kreislauf wieder der Wasserpumpe zuzulaufen. Die Dampfturbine treibt ihrerseits auf gemeinsamer Welle die drei Pumpen. Während dieses Vorganges sind die eingezeichneten Ventile 3, 4, 5 und 6 offen und 1 und 2 geschlossen, während 7 zum Schutz gegen Überdrehzahlen der Turbine spielt.

Der geschilderte Prozess kann mit Hilfe des Dampf-Anlassers, der die erforderlichen kleinen Dampfmengen auf chemischem Weg erzeugt, eingeleitet werden, wobei die Ventile 3 und 4 geschlossen, und 1, 2, 5, 6 und 7 offen sind.

Ausser den im zitierten Schrifttum [16 - 30] angegebenen Einzelheiten sind folgende Umstände zur Begründung der vorgelegten Konstruktion wichtig :

Der relative Wert verschiedener Feuerwandbaustoffe ist bei gekühlten Feuerwänden durch den möglichen Wärmefluss $q = \lambda(t_f - t_k)/d$ bei gegebenem Tragvermögen der Wand bestimmt. Ist die notwendige Wanddicke d proportional dem Kehrwert der Kurzzerreissfestigkeit σ (Zugbeanspruchung) oder dessen Quadratwurzel (Biegebeanspruchung), so sind mögliche Wärmeflüsse und damit Baustoffwert verhältig den Produkten $\lambda(t_f - t_k)\sigma$, bzw. $\lambda(t_f - t_k)/\sqrt{\sigma}$. Darin sind λ , t_f und σ reine Stoffkennziffern, während die Kühlkantentemperatur t_k und damit auch die ganze Wertungszahl von der jeweiligen Anordnung, Kühlmitteltemperatur usw. abhängen. In der heissdampfgeköhlten Brennkammer des Raketenmotors liegen die Kühlkantentemperaturen bei 500 bis 600°C. Aus Abbildung 3 erkennt man die üblichen warmfesten Metalle Chromnickelstahl, Nickel, Ventilstahl usw. als hierfür günstig, wie auch Bauerfahrungen bestätigten, während die Platinmetalle noch besser geeignet erscheinen. Die theoretisch günstigsten Stoffe Tantal, Wolfram, Molybdän sind wegen chemischer Empfindlichkeit und teilweise schwieriger Verarbeitbarkeit tatsächlich wenig aussichtsreich. In der heisswassergeköhlten Feuerdüse liegen die Kühlkantentemperaturen wegen der besonders hohen Wärmeflüsse teilweise noch bei 400 bis 500°C, wo Abbildung 4 das Kupfer als unübertrefflichen Düsenwandbaustoff im Einklang mit praktischen Erfahrungen ausweist.

Das Kühlsystem der feuerberührten Wände [21] ist durch die hohen Wärmeflüsse vom Feuergas an die Feuerwand bedingt, die in Abbildung 5 für den Gasöl-Sauerstoff-Brand bei 100 at Feuerdruck auf Grund rechnerischer Ermittlungen und praktischer Erfahrungen dargestellt sind. Um beispielsweise eine Energie von 5 PS/cm^2 durch eine zwischen Feuerkante und Kühlkante 1 mm dicke Kupferwand zu leiten, ist schon ein Temperaturgefälle ($t_f - t_k$) zwischen beiden Kanten von 100°C erforderlich. Damit derartig dünne Feuerhäute die mechanischen Beanspruchungen aus Kühlmitteldrücken und Feuerdrücken aushalten, müssen sie in sehr geringen Abständen unterstützt werden. Gleichzeitig muss der Wärmefluss durch die feuerberührten Wände mittels einer genau vorgeschriebenen und sicher eingehaltenen hohen Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels hinter der Feuerhaut sichergestellt werden. Beide Forderungen lassen sich durch das in Abbildung 1 dargestellte Kühlkanalsystem mit zwangsläufiger Kühlmittelführung in Räumen vorzüglich eindimensionaler Ausdehnung erfüllen. Der notwendige Ausgleich zwischen der mit abnehmender Strangzahl wachsenden Zwangsläufigkeit und den gleichzeitig wachsenden Kühlmittel-Förderüberdrücken ist dabei so gefunden worden, dass das Kühlsystem der Düse aus mehreren Hundert parallel geschalteter Einzelkanäle von nur wenigen Quadratmillimetern Einzelquerschnitt besteht, die sich im engen Bereich des Düsenhalses noch teilweise vereinigen und in den sehr weiten Feuerquerschnitten der Düsenmündung wieder mehrfach verzweigen, sodass der kleine Einzelquerschnitt jedes Kanals immer ziemlich erhalten bleibt, jeder Kanal in Meridianrichtung der Feuerdüse verläuft, und die gesamte Düsenoberfläche lückenlos mit Kanälen bedeckt ist, deren feuerseitige Begrenzung die erforderliche glatte und biegebeanspruchte Feuerhaut bildet. An der feuerberührten Ofenoberfläche tritt die strenge Forderung nach Ebenflächigkeit zurück, sodass dort die statisch weit günstigeren Kreisrohrquerschnitte verwendet werden können. Dieser Umstand und der geringere Wärmefluss durch die Ofenwände erlauben grössere Wandstärken der Feuerhaut und damit grössere Einzelquerschnitte des Kühlstranges, sodass die dann notwendigen wenigen, parallel geschalteten Einzelstränge im Verdampfungsbereich mit seinen mehrdeutigen und unstabilen Strömungsverhältnissen höhere Zwangsläufigkeit der Kühlmittelführung sichern.

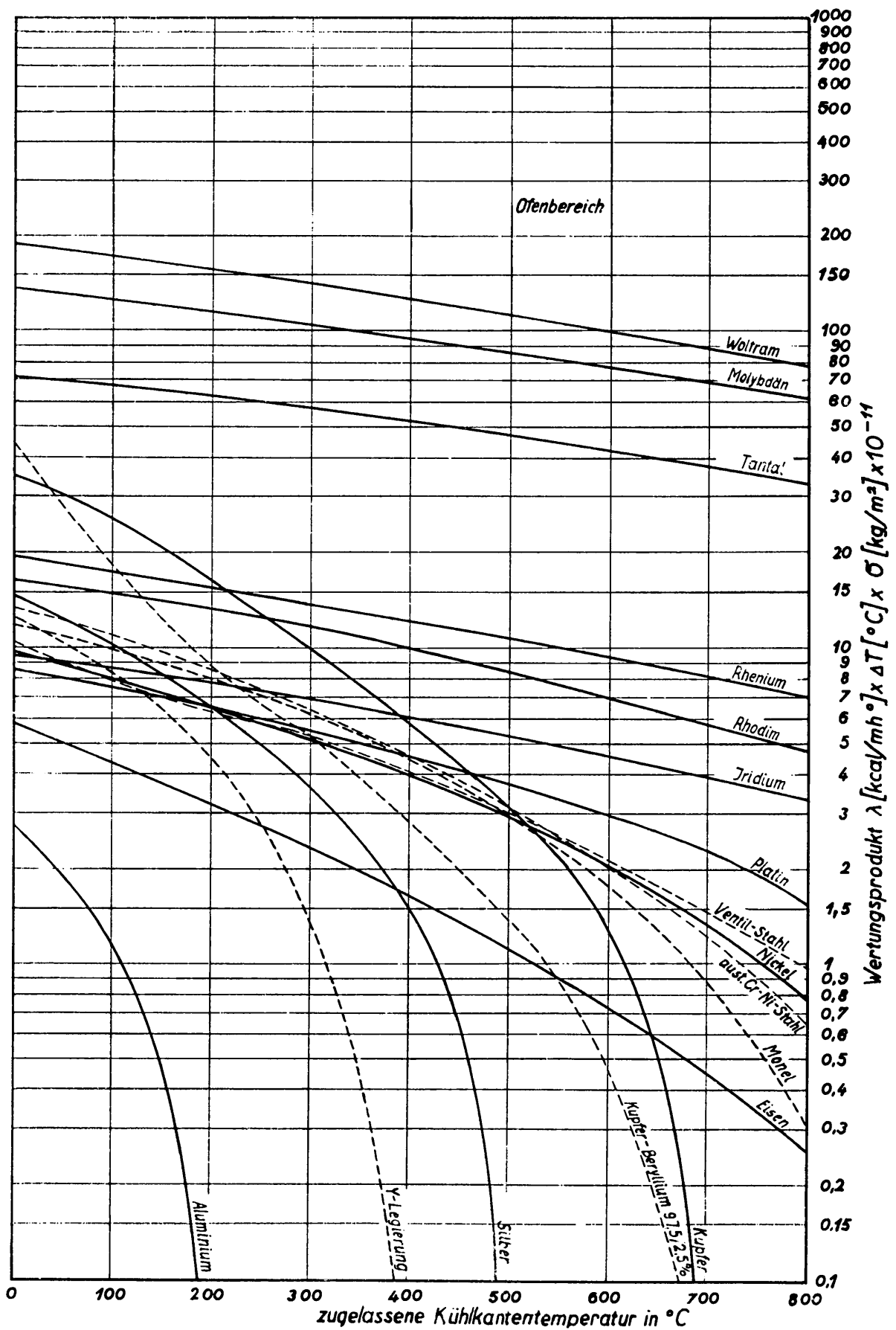


Abb. 3; Relative Wertungszahlen der Baustoffe zugbeanspruchter Feuerhute (Ofenwandbaustoffe).

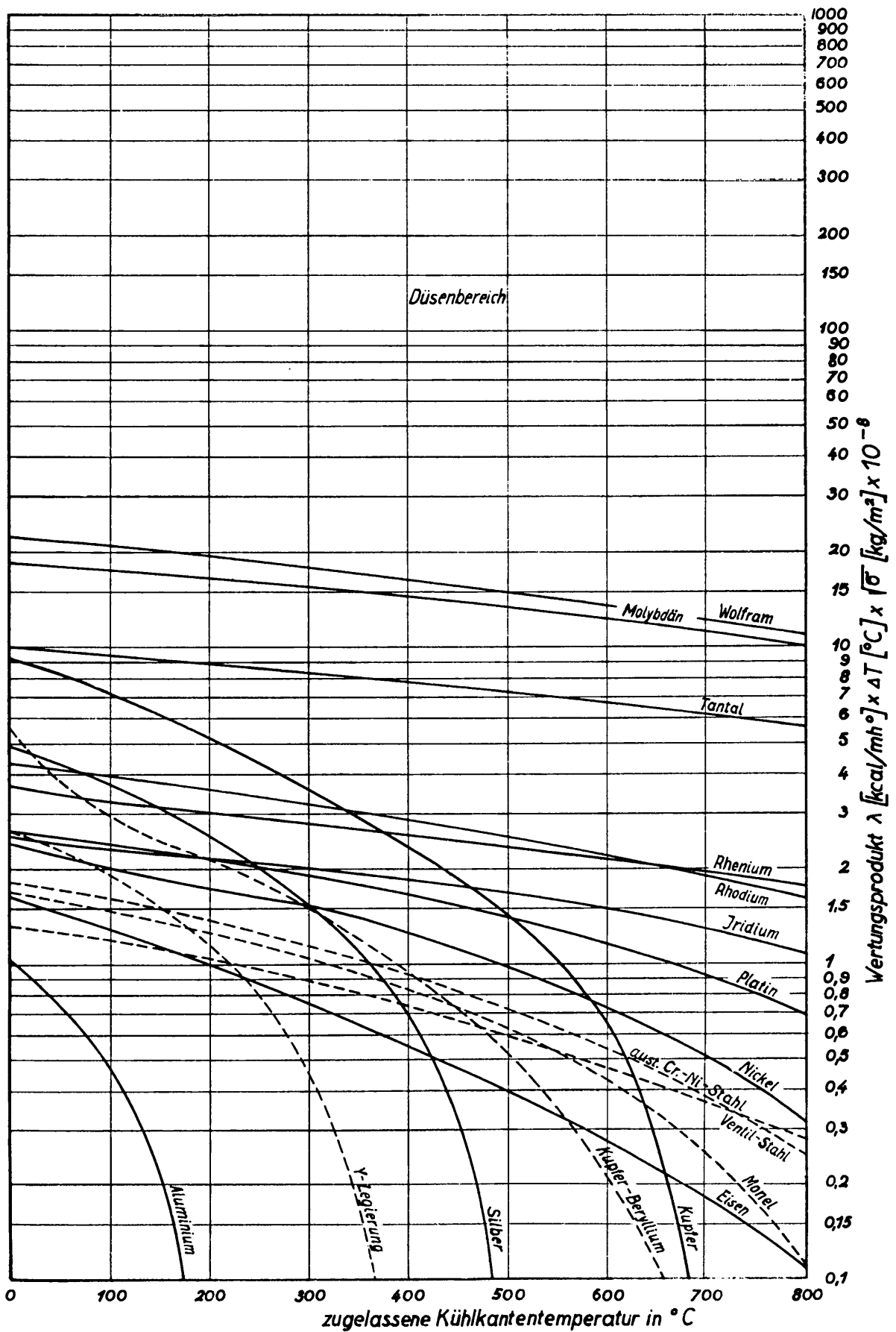


Abb. 4; Relative Wertungszahlen der Baustoffe biegebeanspruchter Feuerhute (Düsenwandbaustoffe).

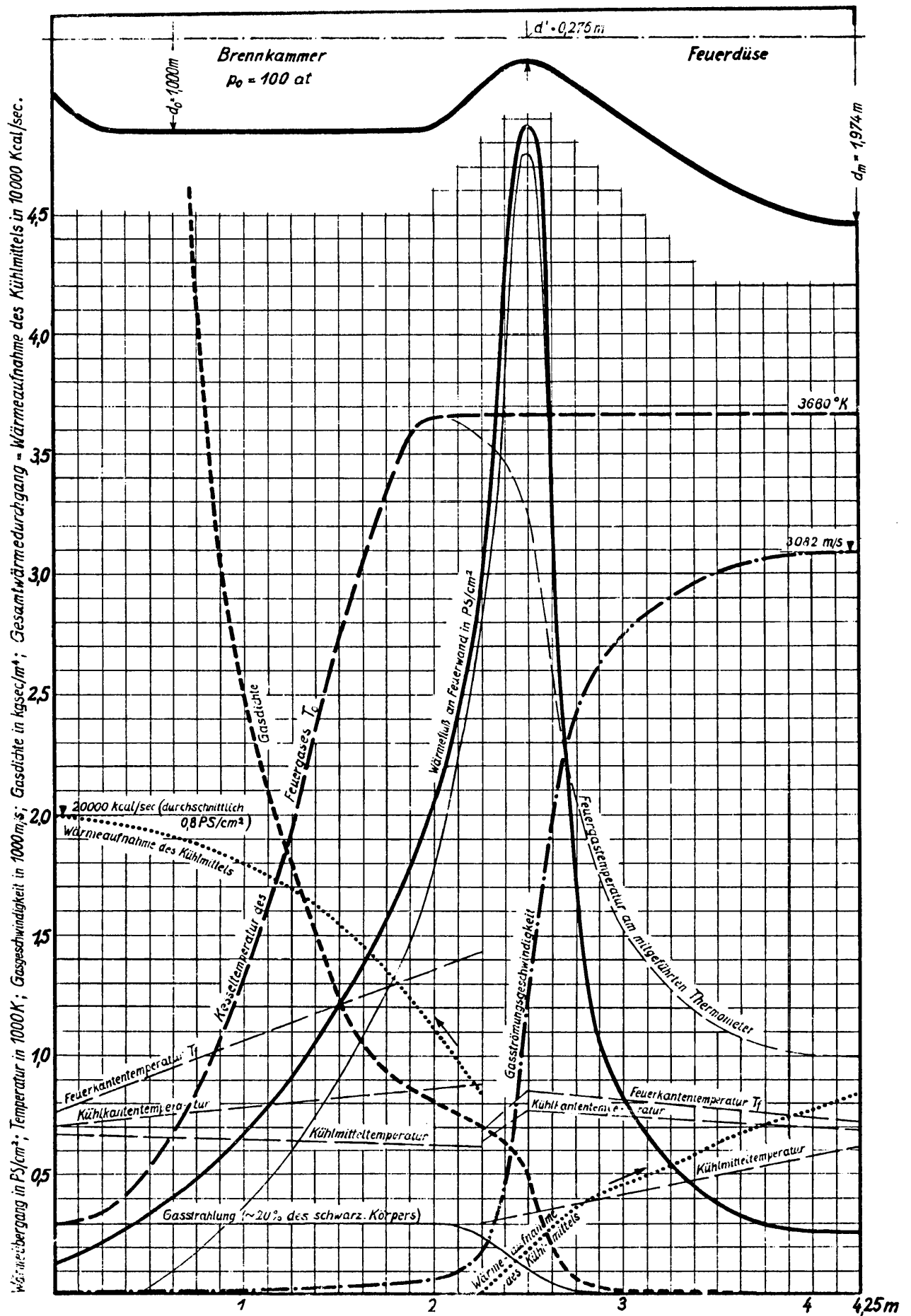


Abb. 5; Zustände im 100-Tonnen-Raketenflugmotor bei Betrieb mit Gasöl und Sauerstoff.

Diese wenigen Kühlrohre werden in Form von Verdampferschlangen lückenlos über die feuerberührte Ofenoberfläche gewickelt.

Man erkennt aus diesen Überlegungen auch die Anforderungen an das Kühlmittel selbst, das hohe Wärmekapazität, hohes Wärmeleitvermögen und hohes spezifisches Gewicht haben soll, weswegen z.B. Quecksilber vor Wasser Vorteile bieten kann.

Die Feuerdüse des Raketenmotors ist in Abbildung 1 und 5 aus folgenden Gründen mit dem ungewöhnlich grossen durchschnittlichen Öffnungswinkel von etwa 60° dargestellt [22]. Unabhängig von der Tatsache, dass um die feuerberührten Wände ein besonderer Kühlstoff geleitet wird, der den Anforderungen bestmöglich angepasst ist, sind die eigentlichen Kühlmittel doch die Kraftstoffe selbst, an die das Zwischenkühlmittel seine Wärme in den Pumpen und besonders im Kondensator überträgt. Die Wärmeaufnahmefähigkeit der Kraftstoffe vor der Einbringung in den Verbrennungsraum ist durchaus beschränkt und beträgt nur wenige Prozente der Wärmemengen, die bei der Verbrennung im Verbrennungsraum frei werden. Man muss daher dafür sorgen, dass der gesamte sekundliche Wärmedurchgang vom Feuergas durch die feuerberührten Wände des Ofens und der Ausströmdüse an das Kühlmittel, der im Beispiel der Abbildung 2 mit 20% angegeben worden war, kleiner bleibt oder höchstens gleich wird der vorgegebenen Wärmeaufnahmefähigkeit der sekundlich verbrauchten Kraftstoffmengen. Dieser zu beherrschende Gesamtwärmedurchgang ist proportional der feuerberührten inneren Oberfläche von Ofen und Düse. Durch Verkleinerung dieser Gesamtoberfläche kann er daher verringert werden. Über die beiden Anteile von Ofen und Düse an der gesamten feuerberührten Oberfläche gilt folgendes: nach allen Erfahrungen wird in einem weiten Bereich die Verbrennung im Ofen immer vollständiger und damit Wirkungsgrad und Auspuffgeschwindigkeit immer grösser, je grösser das Ofenvolumen V_0 im Verhältnis zur engsten Querschnittsfläche f' der Feuerdüse ist. Wegen der durch die gegebene Wärmeaufnahmefähigkeit der Kraftstoffe als Kühlmittel begrenzten, gesamten kühlbaren, feuerberührten Wandfläche kann daher die Ofenoberfläche um so grösser sein, je kleiner die Düsenoberfläche ist, sodass die Summe beider immer unter dem zulässigen Grenzwert bleibt. Nach Abbildung 2 und 5

beträgt der Gesamtwärmedurchgang durch die Feuerwände von 154000 cm^2 Oberfläche beispielsweise 2% der umgesetzten Energie, was der zulässigen Wärmeaufnahmefähigkeit der Kraftstoffe entsprechen möge, wobei die durchschnittlichen Wärmeflüsse durch die Ofenwände, bzw. durch die Düsenwände je für sich nahe bei $0,8 \text{ PS/cm}^2$ liegen. Würde man an Stelle der kurzen 60° -Düse von 60000 cm^2 Oberfläche eine übliche Lavaldüse von nur 10° Öffnungswinkel wählen, so könnte deren Oberfläche von 345000 cm^2 bei gleichbleibendem Wärmefluss mit der gegebenen Wärmeaufnahmefähigkeit der Kühlmittel nicht mehr völlig gekühlt werden, und für den Ofen bliebe überhaupt keine kühlbare Oberfläche übrig. Gleichzeitig wäre die Länge der Lavaldüse von 9720 mm räumlich nicht unterzubringen. Durch die Wahl grosser Feuerdüsenwinkel schafft man also zunächst überhaupt die Voraussetzung für den Bau kraftstoffgekühlter Raketenmotoren, und weiterhin kann man das für die Verbrennungsvollständigkeit massgebende Verhältnis V_o/f solange steigern, wie die Zunahme des Ofenwirkungsgrades J_o/E nicht durch den mit wachsendem Öffnungswinkel abnehmenden Düsenwirkungsgrad $(Ac^2/2g)/J_o$ aufgewogen wird.

Das Pumpwerk des Raketenmotors besteht aus den drei Pumpen für Brennstoff, Sauerstoff und Kühlmittel und der Antriebsturbine für diese Pumpen. Zum Speisen der Turbine wird das verdampfte Kühlmittel des Raketenmotors verwendet, wobei das benützte Brennkammersystem mit Zwanglaufkühlung gestattet, die Brennkammer als Hochdruck-Strahlungs-Dampfkessel mit Zwangsdurchlauf nach Art der Benson-Kessel, La-Mont-Kessel, Velox-Kessel, Sulzer-Kessel usw. zu benutzen [27]. Die Ausnützung des verdampften Kühlmittels zum Betrieb der Hilfsturbine hat gegenüber der Anwendung einer besonderen Energiequelle den Vorteil, dass der gesamte Kraftstoffverbrauch des Raketenmotors je Impulseinheit durch den Hilfsturbinenantrieb nicht erhöht wird, während die Vorteile gegenüber dem Verfahren, die Hilfsturbine aus dem Feuergas des Raketenmotors zu speisen, hauptsächlich darin bestehen, dass eine Inanspruchnahme des Kühlvermögens der Kraftstoffe zur Herabkühlung des abgezweigten Feuergases auf die für ein Turbinenlaufrad zulässigen Temperaturen entfällt, dass gleichzeitig die mit der Kondensation z.B. von Metalloxyddämpfen im Feuergas verbundenen Schwierigkeiten verschwinden, dass die Wärmeaufnahmefähigkeit der Kraftstoffe als Kühlmittel noch um den Betrag

der Pumparbeit erhöht wird, dass die grundsätzliche Impulsverminderung des Feuerstrahles bei der Abspaltung eines Feuergasteiles und Übertragung von dessen Wärmeinhalt auf das Restfeuergas vermieden wird, und dass schliesslich der Bau der Hochdruck-Dampfturbine ungleich einfacher als der einer Hochdruck-Abgasturbine ist. Da der Wirkungsgrad der mit Abfallenergie betriebenen Dampfturbine von etwa 12000 PS Wellenleistung nach Abbildung 2 sehr unwichtig ist, während sehr kleine Baugewichte verlangt werden, ergibt ein einfaches Curtisrad eine zweckmässige Lösung. Die drei Pumpen können wegen der sehr hohen Fördermengen von zusammen über $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ trotz der hohen Förderdrücke als jeweils einstufige Kreiselräder ausgebildet werden, sodass das ganze Pumpwerk einschliesslich der Turbinen aus vier Läufern auf gemeinsamer Welle besteht, die mit etwa 12000 U/min umläuft. Dadurch können Aussenabmessungen und Gewichte des Gesamtaggregates in den Grenzen von $600 \times 1200 \text{ mm}$, bzw. 500 kg gehalten werden.

Ausser den Anforderungen extremen Leichtbaues bieten Turbine, Brennstoffpumpe und Wasserpumpe keine besonderen baulichen Schwierigkeiten, während beim Bau der Sauerstoffpumpe die Baustoffwahl, die Lagerung der bewegten Teile und die Zuführung der siedenden Flüssigkeit zur Pumpe besonders zu beachten sind. Als Baustoffe für die Sauerstoffpumpe, die bei -180°C ausreichend fest, dehnbar und kerbschlagzäh sein müssen, genügende Korrosionsfestigkeit aufweisen und in flüssigem Sauerstoff unbrennbar sein sollen, haben sich besonders Nickelbronzen, Aluminiumbronzen und Manganbronzen, ferner Monelartige Legierungen und Reinnickel bewährt. Die Lagerung der bewegten Pumpenteile wurde mit Rücksicht auf die Brennbarkeit aller Schmiermittel im Flüssigsauerstoff mit Erfolg ausserhalb des Sauerstoffbereiches durch fliegende Anordnung der Pumpenwelle gelöst. Um den im Tankzustand siedenden flüssigen Sauerstoff zum glatten Eintritt in die Pumpe zu zwingen, wurde eine Anordnung gewählt, bei der der Sauerstoff über einen langen Weg in Richtung eines Beschleunigungsfeldes der Pumpe zufliesst, z.B. am Prüfstand aus grösserer Höhe oder im Flugzeug aus weit vorne liegenden Behältern. Durch die allmähliche Druckzunahme in der Zuleitung bei nur ganz geringfügiger Temperaturzunahme, tritt Unter-

kühlung des Sauerstoffes am Pumpeneinlauf ein, sodass er keine Gase mehr ausscheidet.

In Abbildung 6 ist das Lichtbild der Versuchsausführung einer Flüssigsauerstoff-Hochdruckpumpe wiedergegeben, die als 6-stufige Kreislumpumpe mit aussenliegendem Lager bei 15000 U/min etwa 5 kg/sec Flüssigsauerstoff gegen 150 at Druck fördert und in Hunderten von Versuchen ihre Eignung und Betriebssicherheit bewies.

Die Zündmaschine des Raketenmotors ist in Abbildung 1 nicht besonders dargestellt, weil sich die Zündung auf das Anlassen beschränkt, und die einmal in Betrieb befindliche Brennkammer wie ein Schweissbrenner weiterbrennt. Als grundsätzliches Zündverfahren wurde die Einspritzung von solchen Stoffen in die Brennkammer gewählt, die bei Berührung mit Luft oder Sauerstoff selbst entflammen. Unter den hierfür in Frage kommenden pyrophoren Substanzen, wie Phosphorwasserstoffen, Silanen, Halogenazetylenen, Amalgamen seltener Erden, Metallalkylen usw. wurde auf Grund eines Vorschlages von H. Troitzsch Zinkdiäthyl, $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$, ausgewählt und von F. Zöhrer eine geeignete Zündflüssigkeit durch Verdünnung des Stoffes mit schweren Kohlenwasserstoffen (z.B. Maschinenöl), sowie eine Zündmaschine in Form einer kleinen Druckbombe mit Stickstoff-Druckzusatz und fernbetätigtem Ventil entwickelt, die beliebige Zünddauer und beliebig oft wiederholte Zündung durch einfache Ventilbetätigung und dadurch bewirkte Einspritzung des Zündstoffes in die Brennkammer gestattet. Dieses Zündverfahren zeichnet sich durch sichere Wirkung und sehr weiches Einsetzen des Brandes aus.

Die praktischen Arbeiten zur Entwicklung des in diesem Abschnitt beschriebenen Raketenflugmotores wurden vom Erstverfasser in den Jahren 1933 und 1934 an der technischen Hochschule in Wien aufgegriffen und führten zunächst in kleinen Modellversuchen von 30 kg Schub zu beherrschbaren Feuerdrücken von 50 at und sehr hohen Auspuffgeschwindigkeiten, wobei als Kraftstoffe Sauerstoff (bis 150 at Einspritzdruck) und Gasöl (bis 500 at Einspritzdruck) und als Feuerdüsen Lavaldüsen von kleinem Öffnungswinkel verwendet wurden [19]. Nach einer mehrjährigen Pause, die dem Aufbau größerer Versuchsanlagen gewidmet war, wurden die Versuche im Jahr 1939 an der Flugzeugprüfstelle Trauen wieder aufgenommen. Der

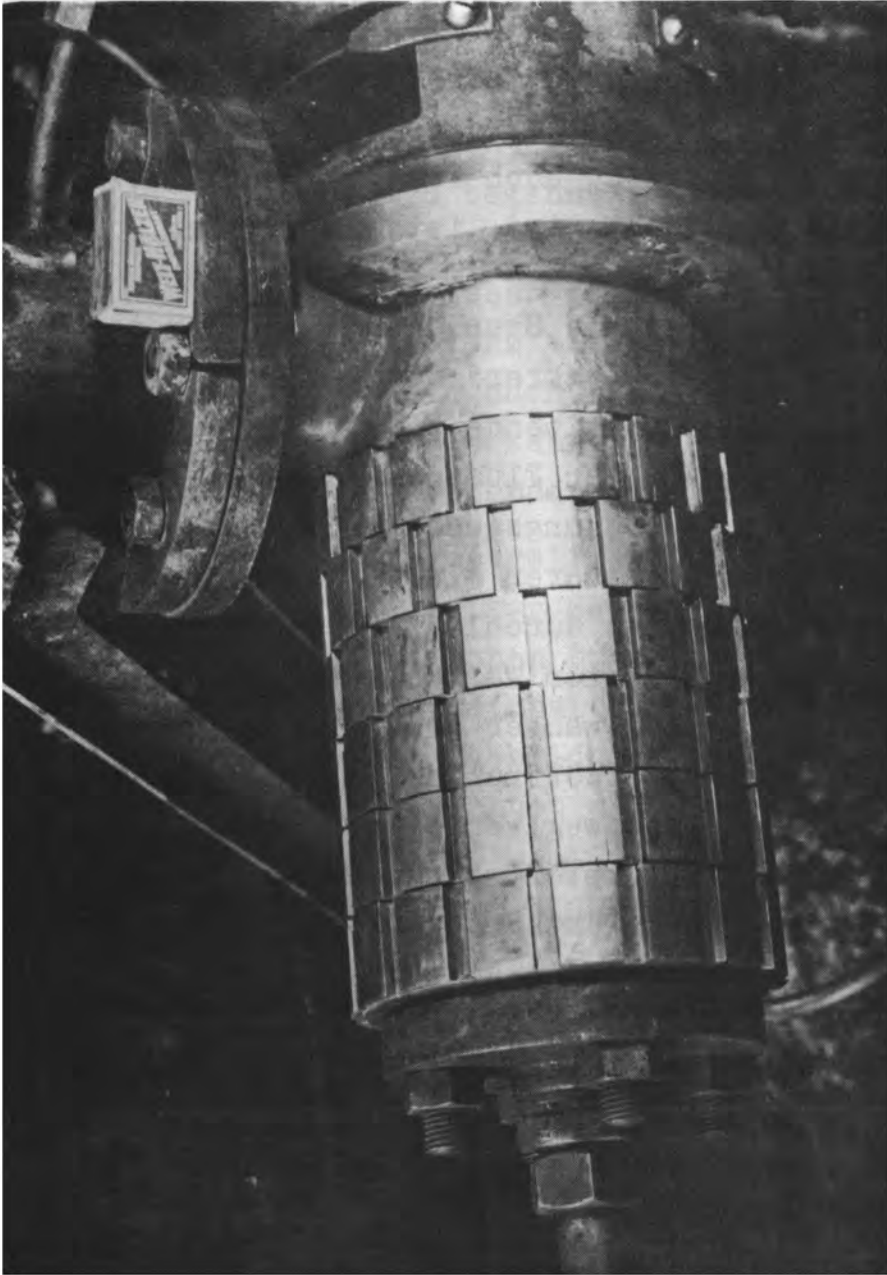


Abb. 6; Versuchsbau einer Flüssigsauerstoff-Hochdruckpumpe, die als 6-stufige Kreiselpumpe bei 15 000 U/min 5 kg/sec Flüssigsauerstoff gegen 150 at fördert.

Aufbau der Versuchsanlagen stand unter der Leitung von H. Zborowski; die Konstruktion der Geräte unter Leitung von H. Ziebland; die Versuchsdurchführung leitete K. Hedfeld. Abbildung 7 zeigt eine Übersicht über die Prüfstandshalle während eines Versuches von einer Tonne Schub und 5 Minuten Dauer. An wichtigsten Einrichtungen erkennt man links am Damm zunächst einen zylindrischen Behälter von $2,5 \text{ m}^3$ Inhalt für den Flüssigsauerstoff und unmittelbar rechts von diesem den Zapfhahn für die unterirdisch gelegene Grosstankanlage des Flüssigsauerstoffes (siehe auch II,2). Der Betriebstank, aus dem der Versuch eben gespeist wird, ist ein offener, unisolierter, dünnwandiger Metallbehälter, der - im Freien stehend - eine Sauerstoffverdampfung von 15 kg je Stunde und Quadratmeter benetzter Tankwand aufweist und dessen während des Versuches veränderliches Gewicht durch eine selbstschreibende Federwaage aufgezeichnet wird. Aus diesem Behälter fließt der Flüssigsauerstoff durch das eigene Gewicht und mit geringer Strömungsgeschwindigkeit der etwa 8 m tiefer stehenden, im Bilde sichtbaren Flüssigsauerstoff-Hochdruckpumpe zu. Hinter der Förderpumpe durchläuft der nun unter 150 at Druck stehende Flüssigsauerstoff einen Wärmeaustauscher, in dem er ^{durch} das vom Ofen kommende, warme Kühlwasser erwärmt wird, worauf er durch eine grosse Zahl von Einspritzöffnungen in die Brennkammer gelangt. Den entsprechenden Brennstoffweg verfolgend, sieht man am linken Damm im Hintergrund den Brennstoff-Betriebsbehälter von $1,0 \text{ m}^3$ Inhalt, aus dem der Brennstoff unter dem eigenen Gewicht der Brennstoff-Hochdruckpumpe zuläuft. Als solche wird hier eine Zahnradpumpe verwendet, die das Gasöl bei 3000 U/min auf 150 at drückt. Die Brennstoff- und Sauerstoffpumpe wird im dargestellten Versuch vorläufig durch einen gemeinsamen, zwischen den Pumpen stehenden Gleichstrommotor von guter Regelbarkeit angetrieben, an dessen Stelle später die Kühlmittel-Dampfturbine tritt. Nach der Brennstoffpumpe wird der Brennstoff ebenfalls durch eine grosse Zahl von Einspritzöffnungen in die Brennkammer gedrückt. Die Brennstoff- und Sauerstoffstrahlen sind möglichst unter 90° gegeneinander gerichtet und haben anfängliche Eintrittsgeschwindigkeiten von rund 100 m/sec , wodurch rasche Zerstäubung und Vermischung erzwungen werden. Im Ofen treffen die drei bisher verfolgten Medien, Sauerstoff, Brennstoff und Zündstoff aufeinander und

bilden das Feuergas. Der Feuergasdruck beträgt während der dargestellten Versuche bis 100 at bei einem $V_0/f^* = 800$ und rund 30° Öffnungswinkel der provisorischen Expansionsdüse. Die nächsten Abbildungen 8 und 9 zeigen einen 1-Tonnen-Versuch von der Strahlseite her gesehen, 10 einen Kleinversuch mit Kühlmittelverdampfung, Abbildung 11 zeigt die Ansicht eines 1-Tonnen-Versuches, wobei als Brennstoff jedoch eine hochprozentige Aluminium-Gasöl-Dispersion verwendet wird. Die Flamme leuchtet in diesem Falle stärker, und das entstehende Aluminiumoxyd beginnt in einigen Metern Entfernung von der Düsenmündung zu weissem Korundstaub zu kondensieren, der sich weiterhin zu schweren weissen Wolken verdichtet. Abbildung 12 zeigt schliesslich eine sehr kurz belichtete Aufnahme eines Feuerstrahls selbst, in dem man die auch mit freiem Auge gut sichtbaren Überschall-Versichtungslinien erkennt, die dem Abgasstrahl das Aussehen eines grossen, blauleuchtenden Kristalles verschaffen.

Das Schwergewicht der gestreiften praktischen Arbeiten lag bisher im Bau von Brennkammern zur Herstellung und Beherrschung von Feuergasen der erwähnten hohen Energiekonzentrationen. Einer Umwandlung des erreichten Wärmeinhaltes in kinetische Strahlenergie, also einer sorgfältigen Ausbildung der Feuerdüsen, konnten noch keine Anstrengungen zugewendet werden.

Gelegentlich mitgemessene Kraftstoffverbrauche ergaben bei sehr lang und völlig konstant laufenden Versuchen wirksame Auspuffgeschwindigkeiten bis $c = 2400$ m/sec bei rund 35 ata Feuerdruck, Gasöl-Flüssigsauerstoff-Brand und bei $k = P/p_0 f^* = 1,43$, d.h. noch mangelhafter Mitwirkung des erweiterten Düsenteiles.

Bei den relativ kleinen α -Werten des Feuergases (ungefähr $\alpha = 1,25$) wurden sorgfältig geformte Feuerdüsen nach Abbildung 17 am Prüfstand wenigstens $P/p_0 f^* = 1,6$, im Flugzeug etwa $P/p_0 f^* = 1,75$ liefern, sodass das erzeugte Feuergas wirksamen Auspuffgeschwindigkeiten von etwa 2700 m/sec am Boden und gegen 3000 m/sec im Flugzeug entspricht.

Endlich zeigt Abbildung 12a die Versuchswicklung des Verdampfersystems einer 100-Tonnen-Raketen-Hochdruckbrennkammer, die jedoch noch nicht in Versuchsbetrieb genommen werden konnte.



Abb.7; Gesamtübersicht über einen 1-Tonnen-Hochdruckbrennkammer-Versuch mit Kühlmittelverdampfung für Raketenmotor (links oben Sauerstofftank, halblinks oben Brennstofftank, von beiden Kraftstoffleitungen nach halblinks unten zu den Kraftstoffpumpen, von dort Hochdruckleitungen nach Mitte, Brennkammer im Betrieb, rechts davon ausströmendes verdampftes Kühlmittel, oben Kühlmitteldampfwolke, rechts Beobachterstände.)

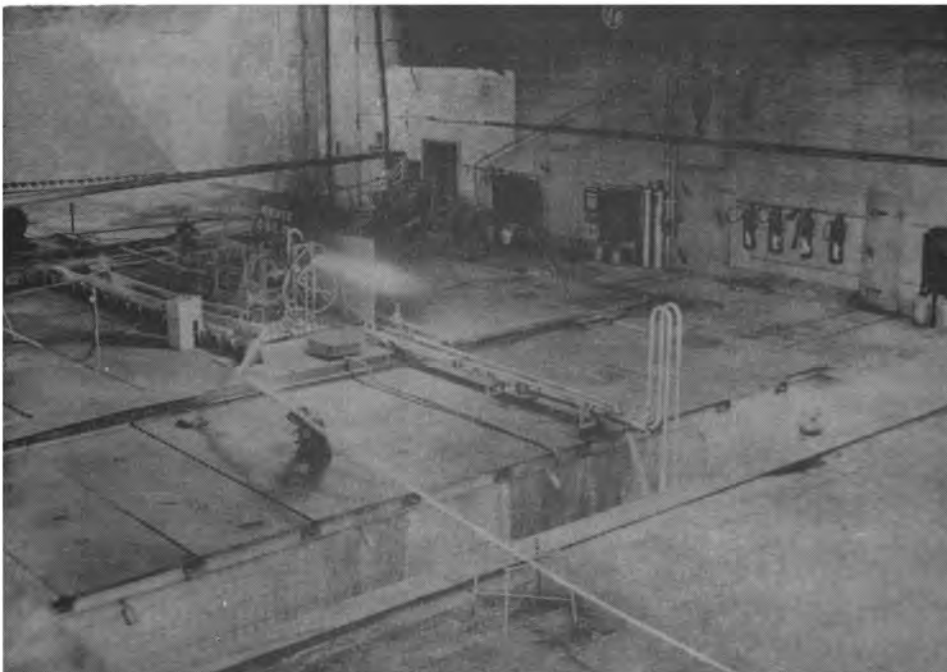


Abb.8; Übersicht über Kraftstoffpumpanlage und Prüfbock bei einem Raketenmotor-Prüfstandsversuch von 1 Tonne Schub und 5 Minuten Dauer.

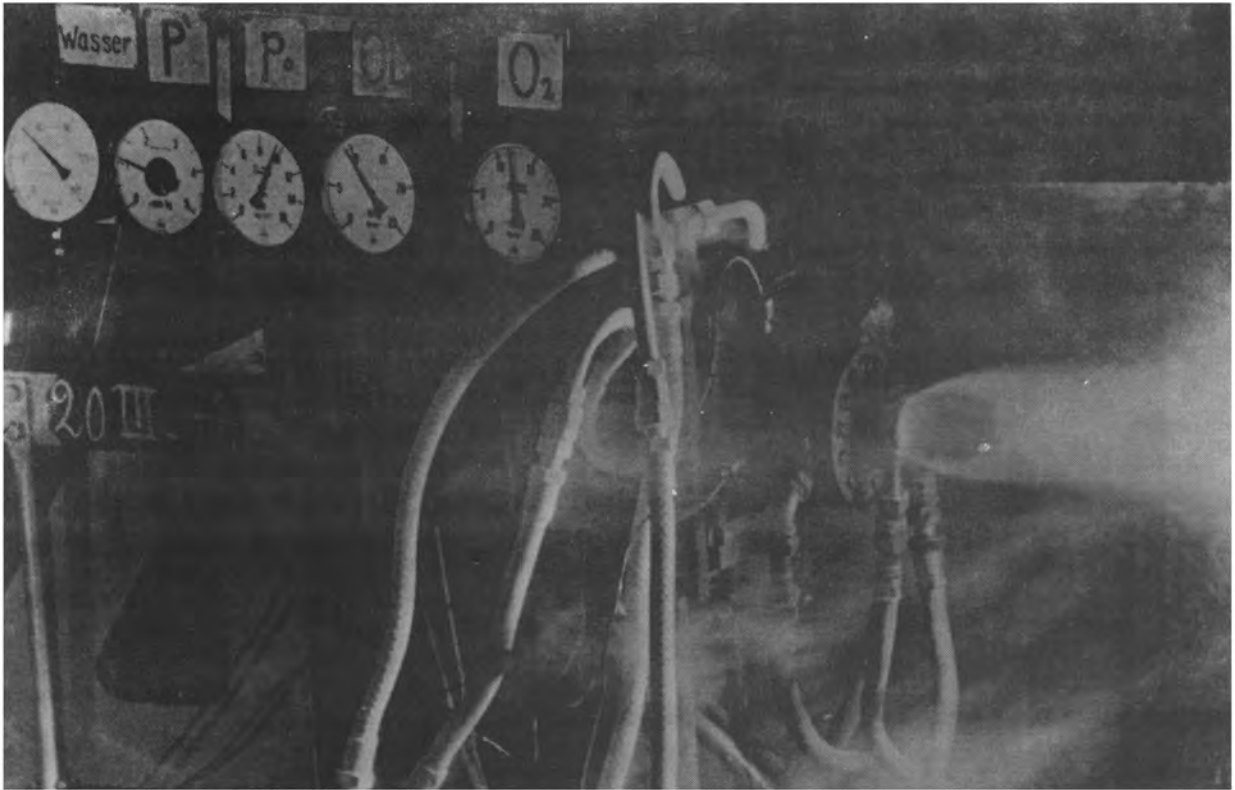


Abb.9; Prüfbock, Überwachungsinstrumente und Brennkammer während eines Raketenmotor-Prüfstandsversuches von 1,1 Tonnen Schub, 3 1/2 Minuten Dauer und 100 ata Feuerdruck.

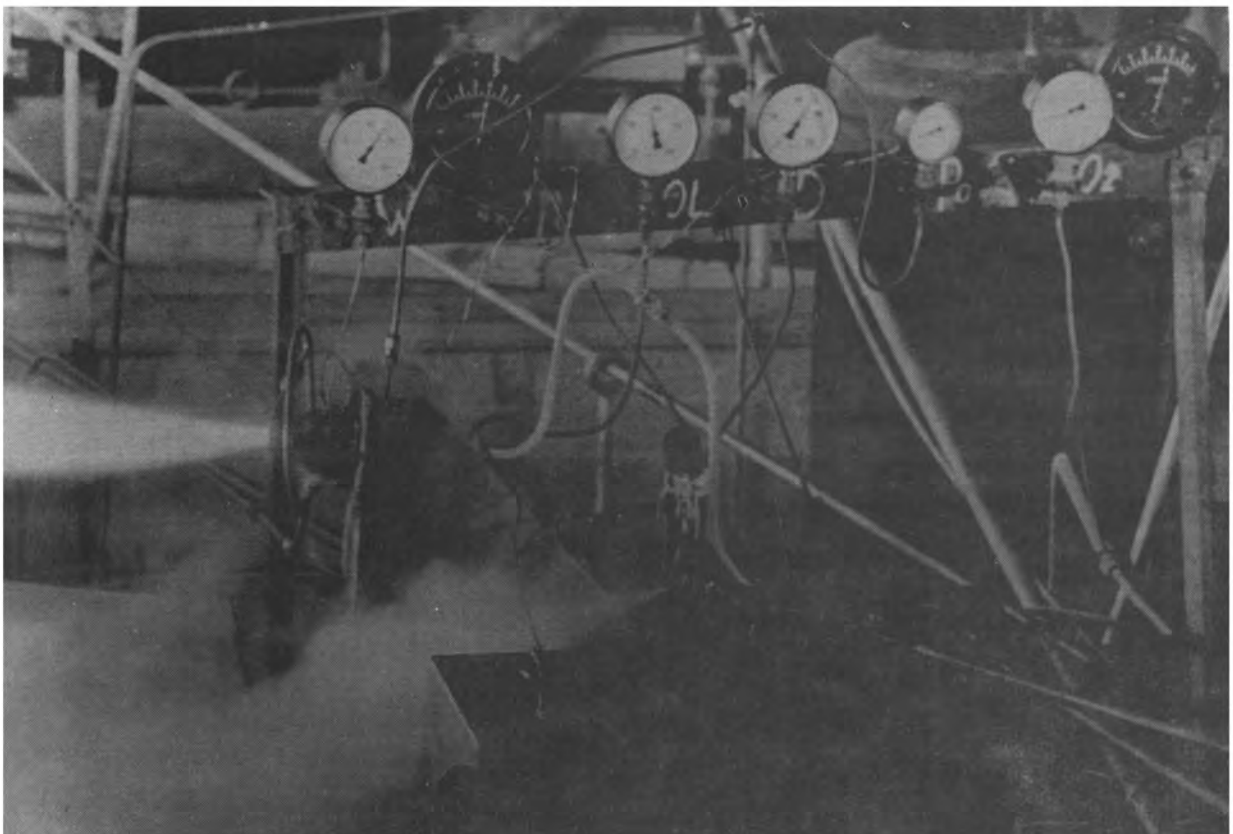


Abb.10; Kleine Brennkammer und Anzeigegerät im Dauerversuch mit Kühlmittelverdampfung und Überhitzung auf 400°C bei 100 at Dampfdruck im Kühlsystem.

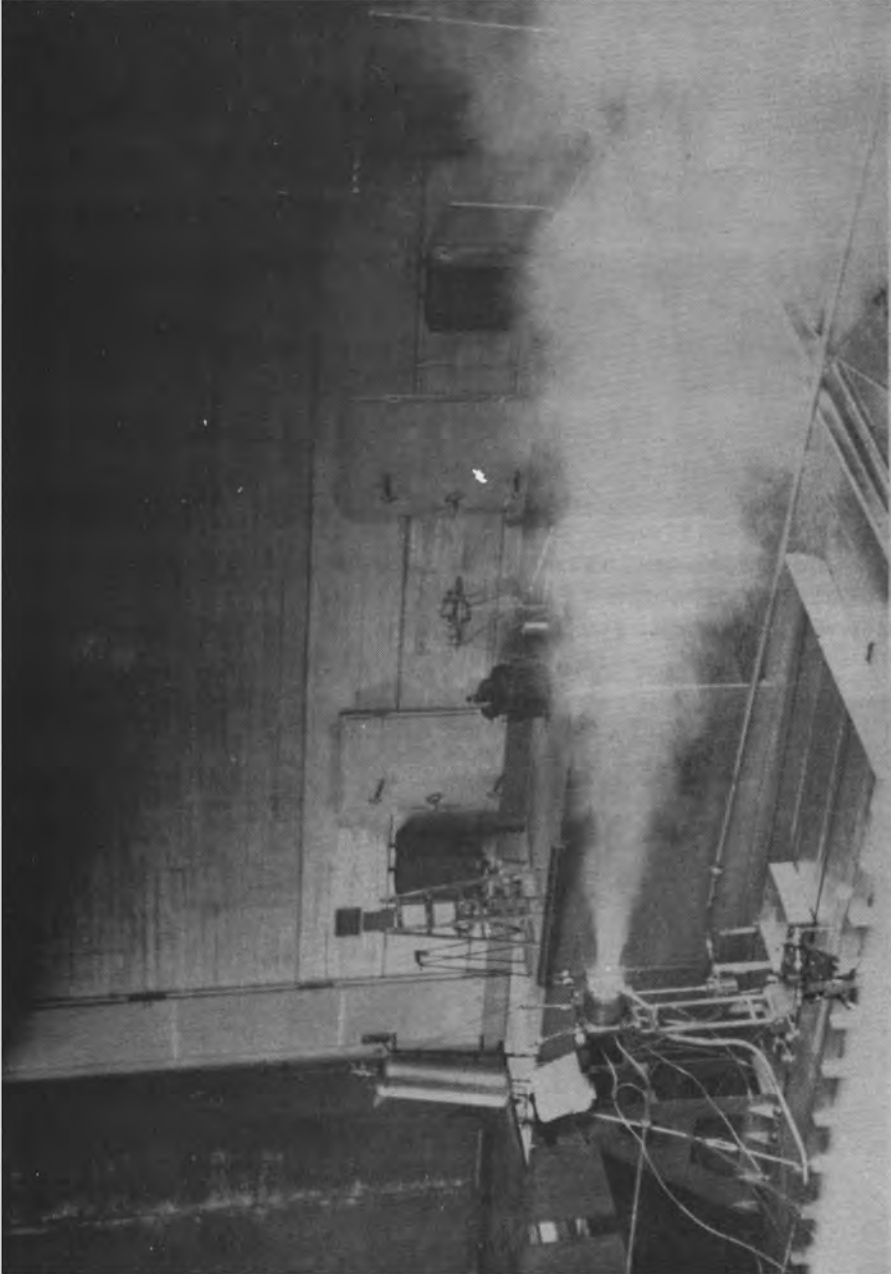


Abb. 11; Raketomotor-Prüfstandsversuch mit Aluminium-Gasöl-Dispersion als Brennstoff, der im Abgasstrahl weisse Wolken von Korundstaub bildet.

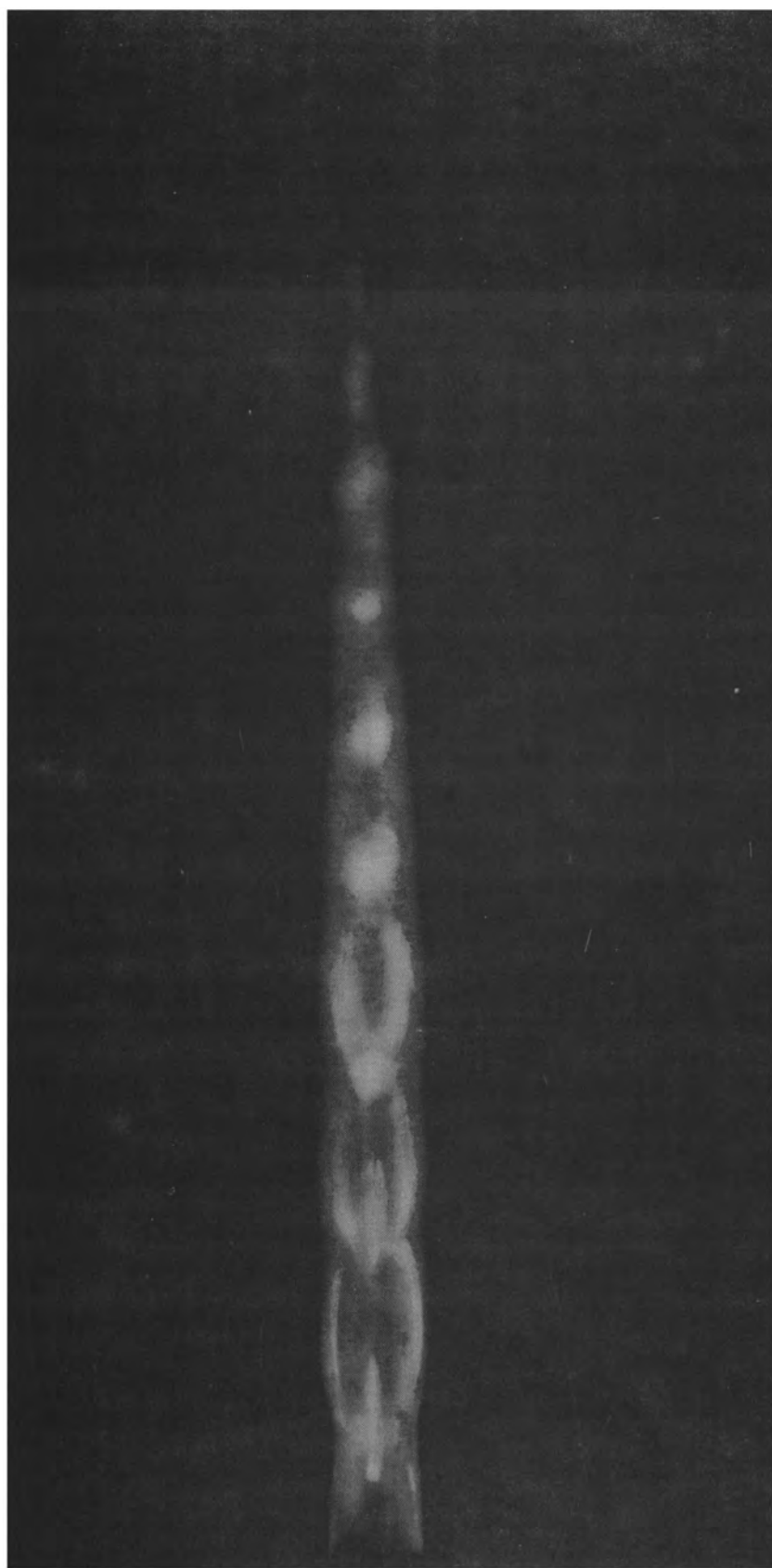


Abb. 12; Überschall-Feuerstrahl aus der Feuerdüse des Raketenmotors während eines 1-Tonnen-Versuches mit Verdichtungslinien.

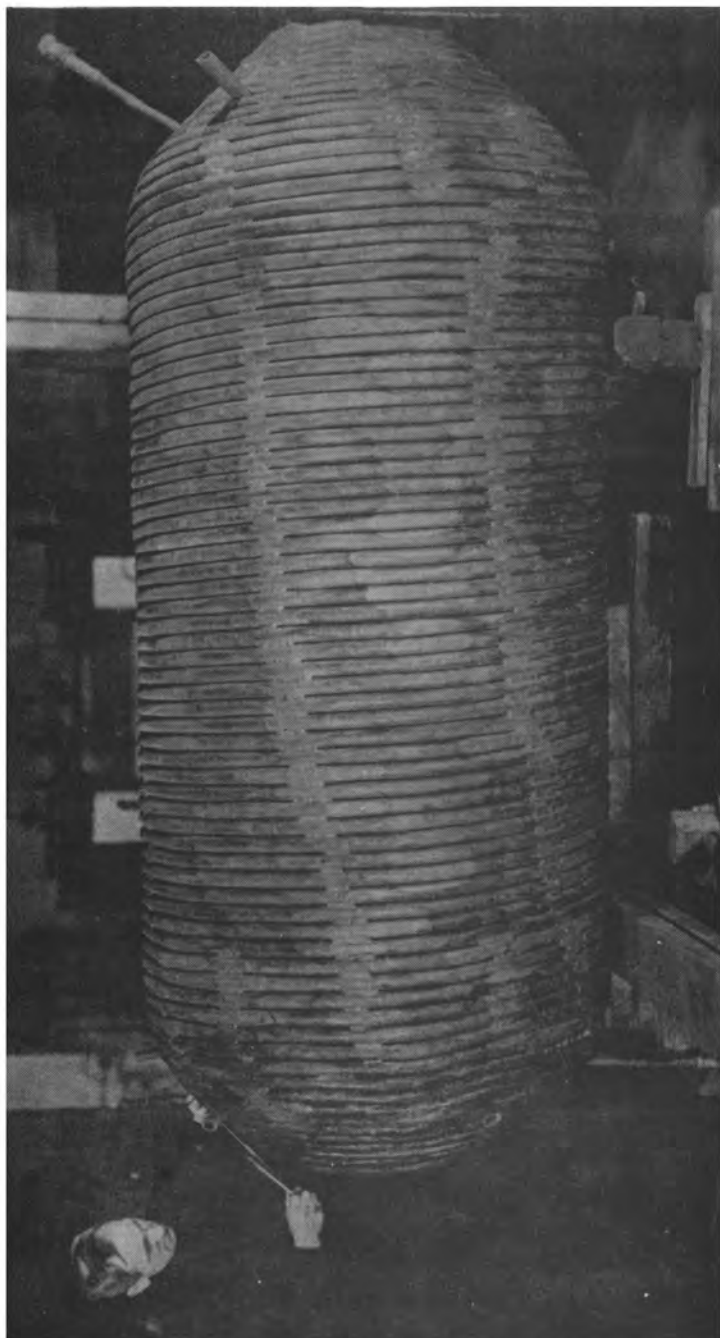


Abb. 12a; Versuchswicklung des Verdampfersystems einer 100-Tonnen-Raketen-Hochdruckbrennkammer.

2. Wirksame Auspuffgeschwindigkeit des Raketenmotors.

Aussagen über Form und Wesen der physikalisch-chemischen Vorgänge in der Düse des Raketenofens, die zu einer Bestimmung der wirksamen Auspuffgeschwindigkeit führen können, setzen einige Kenntnis über die Vorgänge und den Endzustand der Verbrennungsgase im Ofen voraus.

Man muss annehmen, dass der allergrösste Teil der verfügbaren Aufenthaltsdauer im Feuerraum von etwa 75 Millisekunden als Aufbereitungszeit für Zerstäubungs-, Erwärmungs-, Verdampfungs-, Aufspaltungs-, Verwirbelungs- und Diffusionsvorgänge der eingespritzten Kraftstoff- und Sauerstoffstrahlen verbraucht wird, der geringere für die eigentliche Verbrennung und Gleichgewichtseinstellung. Die völlig aufbereiteten und vermischten Brennstoff- und Sauerstoff-Moleküle oder -Atome treffen dabei ununterbrochen aufeinander, reagieren miteinander, dissoziieren jedoch sofort wieder, wenn keine Möglichkeit besteht, die freiwerdende Reaktionsenergie in inneren Freiheitsgraden unterzubringen, an andere Körper abzugeben oder in Translationsenergie umzuwandeln. Letzteres ist bei Atomzusammenstössen nach dem Schwerpunktssatz erst in dem Augenblick möglich, wo beim Zusammenprall noch ein drittes Atom oder Molekül zugegen ist, sodass die nach der Reaktion noch vorhandenen Körperchen sich gegenseitig abstossen können. (Dreierstoss, Wandkatalyse, Austauschreaktion). Ein Mass für das Zustandekommen irgendeiner Reaktion ist die wirksame Stosszahl, die angibt, der wievielte Stoss anderer Teilchen auf ein betrachtetes Molekül im Durchschnitt die beabsichtigte Wirkung auslöst. Unter Z gewöhnlichen Stössen, die ein Molekül erfährt, befinden sich ausserdem nach einer Faustformel von Geib [5] $Z\gamma/50M$ Dreierstösse. Nach jeder Bildung eines neuen Moleküls werden durch weitere Zusammenstösse zunächst seine Rotationsfreiheitsgrade, später die Schwingungsfreiheitsgrade auf Kosten von Translationsfreiheitsgraden mehr und mehr mit Energie aufgefüllt, bis schliesslich in einigen Fällen sogar wieder Dissoziation eintritt. Im Laufe einer ausreichend langen Zeit, die abhängig ist von der Zahl der wirksamen Stösse, die ein Molekül zum Zweck einer dieser Veränderungen erfahren muss, und von der

Zeitdauer zwischen zwei solchen Stößen, stellt sich dann im Ofen ein – von Temperatur, Druck und Mischungsverhältnis Kraftstoff/Sauerstoff abhängiger – Gleichgewichtszustand ein, der in Bezug auf Art, Zahl und Energiegehalt der vorkommenden Moleküle oder Atome genau gekennzeichnet ist. Dieser Zustand ist bei den späteren Berechnungen der wirksamen Auspuffgeschwindigkeit vorausgesetzt worden.

Da für eine möglichst hohe wirksame Auspuffgeschwindigkeit ein möglichst hoher Energieinhalt der translatorischen Freiheitsgrade der Verbrennungsgase entscheidend ist, wäre für den Raketenmotor ein günstigerer Endzustand zu wünschen als der des stationären Gleichgewichtes, was auch denkbar ist auf Grund der Tatsache, dass Translation, Rotation, Schwingung, Dissoziation und Rekombination der Reihenfolge nach immer längere Einstellungszeiten benötigen, und die Aufenthaltsdauer des Feuergases im Ofen irgendwo dazwischen liegen könnte. Nach Jost [8, S.141] ist es vorstellbar, dass die neugebildeten Moleküle auf Grund ihrer Entstehungsgesetze am Ende des Verbrennungsvorganges ihre Molekülschwingung zunächst noch nicht voll angeregt haben, sodass für die Energie der Schwerpunktsbewegung ein grösserer Anteil übrigbleibt als im Gleichgewicht und infolgedessen Temperatur und Druck am Ende etwas höher sein müssen, als dem eingestellten Gleichgewicht entspricht (s. auch Wohl, K. und M. Magat: Z. phys. Chem. B 19, S.117, 1932; ferner: [10] S.805, Abb. 6; Ablauf der Einstellung des thermischen Gleichgewichtes).

Während im Raketenofen bei beispielsweise 100 at Feuerdruck und 3700°K Temperatur ein Molekül eine mittlere Stosszahl pro Sekunde von rund 10^{11} erfährt, nehmen bei der Entspannung in der Düse die gegenseitigen Molekülstösse ab, und damit zunächst auch die Geschwindigkeit weiterer Anregung von Freiheitsgraden entsprechend den neuen Zustandsbedingungen und besonders weiterer chemischer Reaktionen, wie Nachverbrennung, und physikalischer Vorgänge, wie etwa Kondensation oder Erstarrung der Verbrennungsprodukte, wenn deren statische Sublimationstemperatur während der Entspannung unterschritten wird.

Die Vorgänge innerhalb der Düse werden nun genau wie die

im Ofen unter Vernachlässigung aller Wandeinflüsse betrachtet, das expandierende Feuergas wird als adiabatisch abgeschlossenes System mit der dem oberen Gemischheizwert entsprechenden Gesamtenergie E [kcal/kg] angenommen, d.h. $\Delta E = 0$. Je nachdem die Aufenthaltsdauer des strömenden Gases in der Düse lang oder kurz gegenüber den Einstellungszeiten der verschiedenen inneren energetischen und chemischen Gleichgewichte ist, lassen sich nun drei Möglichkeiten für die Entspannung angeben:

1. Die Aufenthaltsdauer, bzw. die Zahl der Zusammenstöße, die ein Molekül auf seinem Weg durch die Düse erfährt, ist so knapp bemessen, dass energetisch keinerlei Austausch und Änderungen von Schwingungs- und Dissoziationsenergie stattfinden können. Die für diesen Strömungsfall charakteristischen Bedingungen lauten $dD = 0$; $c_v \text{ osc. } dT = 0$, und führen durch Einsetzen in die für alle Strömungsfälle geltenden, allgemeinen Energiebeziehungen zwischen Gesamtenergie E , zugeführter Wärme Q , innerer Energie U , Dissoziationswärme D , innerer Verdampfungswärme bei 0°K R_{10} , Wärmehalt J , Ausdehnungsarbeit $A p V$ und kinetischer Energie $A c^2/2g$ zu den Gleichungen:

$$dU = c_v \text{ trans. } dT + c_v \text{ rot. } dT = - A p dV;$$

$$p/p_0 = (T/T_0)^{\frac{\alpha_u}{\alpha_u - 1}}, \text{ worin } \alpha_u = 1 + \frac{AR}{c_v(\text{trans} + \text{rot})} \text{ ein "unterer" Adiabaten-}$$

exponent ist, der nur aus den spezifischen Wärmen von Translation und Rotation hergeleitet ist;

$$\Delta J = \frac{\alpha_u}{\alpha_u - 1} AR (T_0 - T) \text{ und}$$

$$c^2 = \frac{2g}{A} \Delta J = 2gR \frac{\alpha_u}{\alpha_u - 1} (T_0 - T) = 2gRT_0 \frac{\alpha_u}{\alpha_u - 1} \left[1 - (p/p_0)^{\frac{\alpha_u - 1}{\alpha_u}} \right]$$

für den Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit über dem Druckabfall in der Düse.

2. Wenn die Aufenthaltsdauer der Verbrennungsgase in der Düse so bemessen ist, dass sich zwar die Schwingungsgleichgewichte in jedem Augenblick, aber keinerlei chemische Gleichgewichte entsprechend den Zustandsänderungen einstellen können, dann sind die für diesen Strömungsfall charakteristischen Bedingungen $dD = 0$, $c_v \text{ osc. } dT = f(T)$. Hieraus und aus den Grundgleichungen

folgt die Beziehung:

$$\int_0^{T_0} c_{Vosc} dT + (c_{Vtrans} + c_{Vrot}) \int_0^{T_0} dT = A \int_{V_0}^V p dV$$

Für eine Gasmischung mit n Schwingungsfrequenzen bei m verschiedenen Gasen gilt

$$\bar{c}_{Vosc} = AR \sum_{i=1}^n \left[\frac{(\theta_i/T)^2 e^{\theta_i/T}}{(e^{\theta_i/T} - 1)^2} \cdot \frac{p_i}{p_0} \right], \text{ sowie } \bar{c}_{V(trans+rot)} = \sum_{i=1}^m \left[M_i c_{Vi(trans+rot)} \frac{p_i}{p_0} \right] / \sum_{i=1}^m \left[M_i \frac{p_i}{p_0} \right]$$

ferner $\bar{\kappa}_u = 1 + \frac{AR}{\bar{c}_{V(trans+rot)}}$, wobei p_i der konstante Partialdruck des

Gases, bezogen auf p_0 , mit der charakteristischen Temperatur θ_i ist. Daher lautet das Integral für diesen Strömungsfall:

$$\frac{\bar{\kappa}_u}{\bar{\kappa}_u - 1} \int_T^{T_0} \frac{dT}{T} + \sum_{i=1}^n \left[\frac{p_i}{p_0} \cdot \frac{1}{\theta_i} \int_T^{T_0} \frac{(\theta_i/T)^3 e^{\theta_i/T}}{(e^{\theta_i/T} - 1)^2} dT \right] = \int_p^p \frac{dp}{p}$$

und seine Lösung:

$$\frac{\bar{\kappa}_u}{\bar{\kappa}_u - 1} \ln \frac{T_0}{T} + \sum_{i=1}^n \frac{p_i}{p_0} \left[\frac{\theta_i/T_0}{e^{\theta_i/T_0} - 1} - \frac{\theta_i/T}{e^{\theta_i/T} - 1} - \ln \frac{1 - e^{-\theta_i/T_0}}{1 - e^{-\theta_i/T}} \right] = \ln \frac{p_0}{p}$$

Ferner ist:

$$\Delta J = \frac{\bar{\kappa}_u}{\bar{\kappa}_u - 1} AR (T - T_0) + AR \sum_{i=1}^n \frac{p_i}{p_0} \theta_i \left(\frac{1}{e^{\theta_i/T_0} - 1} - \frac{1}{e^{\theta_i/T} - 1} \right)$$

und

$$c^2 = 2gR \left[\frac{\bar{\kappa}_u}{\bar{\kappa}_u - 1} (T_0 - T) + \sum_{i=1}^n \frac{p_i}{p_0} \theta_i \left(\frac{1}{e^{\theta_i/T_0} - 1} - \frac{1}{e^{\theta_i/T} - 1} \right) \right]$$

3. Der dritte mögliche Fall der Düsenströmung liegt endlich vor, wenn die Aufenthaltsdauer der Verbrennungsgase in der Düse so bemessen ist, dass sich in jedem Augenblick sämtliche Energiegleichgewichte einschliesslich der chemischen entsprechend den jeweils herrschenden Druck-Temperatur-Zuständen einstellen können. Die für diesen Strömungsfall charakteristischen Bedingungen lauten:

$c_{Vosc} dT = f(T)$, $dD = \varphi'(p, T)$. Hieraus und aus den Grundgleichungen erhält man die Differentialgleichung:

$$d \left(\int_0^T \bar{c}_V dT \right) + dD + A p dV = 0 \quad \text{oder} \quad dJ + dD = ART \frac{dp}{p}$$

Die Funktion $dD = \varphi'(p, T)$, die jetzt u.a. p_i als Variable enthält, lässt sich in expliziter Form nicht darstellen, sodass man keine allgemeine analytische Lösung der Differentialgleichung angeben kann. Man ist darauf angewiesen, an Hand der Differenzengleichung

$$\Delta J + \Delta D = ART \Delta p/p \quad \text{oder} \quad J_1 - J_2 + D_1 - D_2 = 3,97 \frac{T_1 + T_2}{M_1 + M_2} \cdot \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}$$

und mit Hilfe eines möglichst dichten Netzes über p und T berechneter J -, D - und M -Werte die gesuchten Zusammenhänge Punkt für Punkt graphisch zu ermitteln. Berechnungsverfahren für derartige Wertetafeln wurden von M. v. Stein für verschiedene Kraftstoffe entworfen.

Der Verlauf von Temperatur T , Wärmeinhalt J , Dissoziationsenergie D und freiwerdender kinetischer Energie $Ac^2/2g$ über einem Druckabfall von $p_0 = 100 \text{ at}$ bis $p_m \rightarrow 0$ ist für alle drei möglichen Strömungsfälle am Beispiel der Oktanverbrennung in Flüssigsauerstoff in Abbildung 13 dargestellt.

Die Entscheidung, welche von diesen drei Möglichkeiten oder welche Zwischenlösung bei der Feuergasströmung des Raketenofens die Wahrscheinlichste ist, wird durch folgende Überlegung beeinflusst: findet die Expansion in einer Kurzdüse für Prüfstandsbetrieb von etwa 1300 mm Länge statt, so lässt sich eine mittlere Aufenthaltsdauer des Verbrennungsgemisches in ihr zu etwa $2 \cdot 10^{-3}$ Sekunden berechnen, entsprechend einer mittleren Stosszahl, die jedes Molekül während seines Weges durch die Düse erfährt, von rund $2 \cdot 10^8$. Berücksichtigt man noch, dass 96% dieser Stösse bereits in dem Raum zwischen Ofen und engstem Querschnitt vor sich gehen, dann sieht man im Vergleich mit den grössenordnungsmässig $10^2 - 10^7$ betragenden wirksamen Stosszahlen für die verschiedenen Energieausgleiche, dass eine Gleichgewichtseinstellung für Rotationen, Schwingungen und möglicherweise sogar Dissoziationen zumindest während der im ersten Teil der Düse bis zum engsten Querschnitt stattfindenden Zustandsänderungen zu erwarten ist. Der Strömungsfall 1 wird umso unwahrscheinlicher, je höher Ofendruck und Temperatur bei gleichbleibender Geschwindigkeit sind, je länger die Düse und je kleiner die wirksamen Stosszahlen des Verbrennungsgasgemisches sind. Daher wird bei raketentechnischen Strömungsrechnungen meist der Strömungsfall 2. Art vorausgesetzt, der noch geschlossene, integrierbare Ausdrücke liefert. Das tatsächlich stark veränderliche α kann für Überschlagsrechnungen mittels der gewöhnlichen adiabatischen Strömungsformeln dabei in erster Näherung durch einen Mittelwert $\alpha^* = \frac{J_0/T_0}{J_0/T_0 - AR}$ ersetzt werden, der für stöchiometrische Oktanverbrennung bei

100 at z.B. $\alpha^* = 1,248$ beträgt. Dieser Mittelwert ist jedoch streng nur gültig für eine Entspannung bis auf $T_m = 0^\circ\text{K}$ und $p_m = 0$ at. Sollen beispielsweise die Mündungswerte für eine Entspannung auf $p_m = 1$ at berechnet werden, so bedarf es zur Bestimmung von α^*/T_m zweier Gleichungen, da zunächst sowohl α^*/T_m als auch T_m für einen vorgegebenen Mündungsdruck $p_m \neq 0$ unbekannt sind. Für das oben angeführte Beispiel der Oktanverbrennung erhält man auf diese Art und Weise aus den Gleichungen:

$$T_m/T_0 = (p_m/p_0)^{1/\alpha^*/T_m} / [1/\alpha^*/T_m - 1] \quad \text{und}$$

$$1/\alpha^*/T_m = \frac{1/\frac{J}{T}/T_m}{1/\frac{J}{T}/T_m - AR} = \frac{\frac{\alpha_u}{\alpha_u - 1} + \sum_{i=1}^n \left[\frac{p_i}{p_0} \cdot \frac{\theta_i}{T_0 - T_m} \left(\frac{1}{e^{\theta_i/T_0} - 1} - \frac{1}{e^{\theta_i/T_m} - 1} \right) \right]}{\frac{\alpha_u}{\alpha_u - 1} + \sum_{i=1}^n \left[\frac{p_i}{p_0} \cdot \frac{\theta_i}{T_0 - T_m} \left(\frac{1}{e^{\theta_i/T_0} - 1} - \frac{1}{e^{\theta_i/T_m} - 1} \right) \right] - 1}$$

für eine Entspannung auf $p_m = 1$ at den Wert $\alpha^*/T_m = 1,222$ bei $T_m = 1586^\circ\text{K}$. Diese Methode liefert ziemlich genaue Werte für T_m und c_m , während alle Zwischenwerte zwischen T_0 und T_m , sowie die zugehörigen c natürlich ungenauer bleiben. Der 3. Strömungsfall lässt sich, wo seine Berücksichtigung unvermeidbar ist, nach Mollier mit Hilfe von Entropietafeln, die als Ordinaten die Summe $J + D + R$ enthalten, soweit darstellen, dass c_m - Werte und zugehörige Temperaturen leicht abzulesen sind. Abbildung 14 zeigt ein derartiges Mollierdiagramm für die Feuergase des Gasöl-Sauerstoff-, bzw. Gasöl-Ozon-Brandes.

Zusammenfassend veranschaulicht die folgende Übersicht für das mehrfach erwähnte Beispiel der stöchiometrischen Oktanverbrennung mit Sauerstoff bei 100 at Ofendruck, wie sich die wichtigsten Endwerte der Strömung: Mündungsgeschwindigkeit c_m , wirksame Auspuffgeschwindigkeit c , Düsenmündungstemperatur T_m und gewonnene kinetische Energie in Prozenten der zugeführten Gesamtenergie E bei Rechnung nach den drei möglichen Arten der Entspannung und bei verschiedenen interessierenden Düsenenddrücken zahlenmässig unterscheiden.

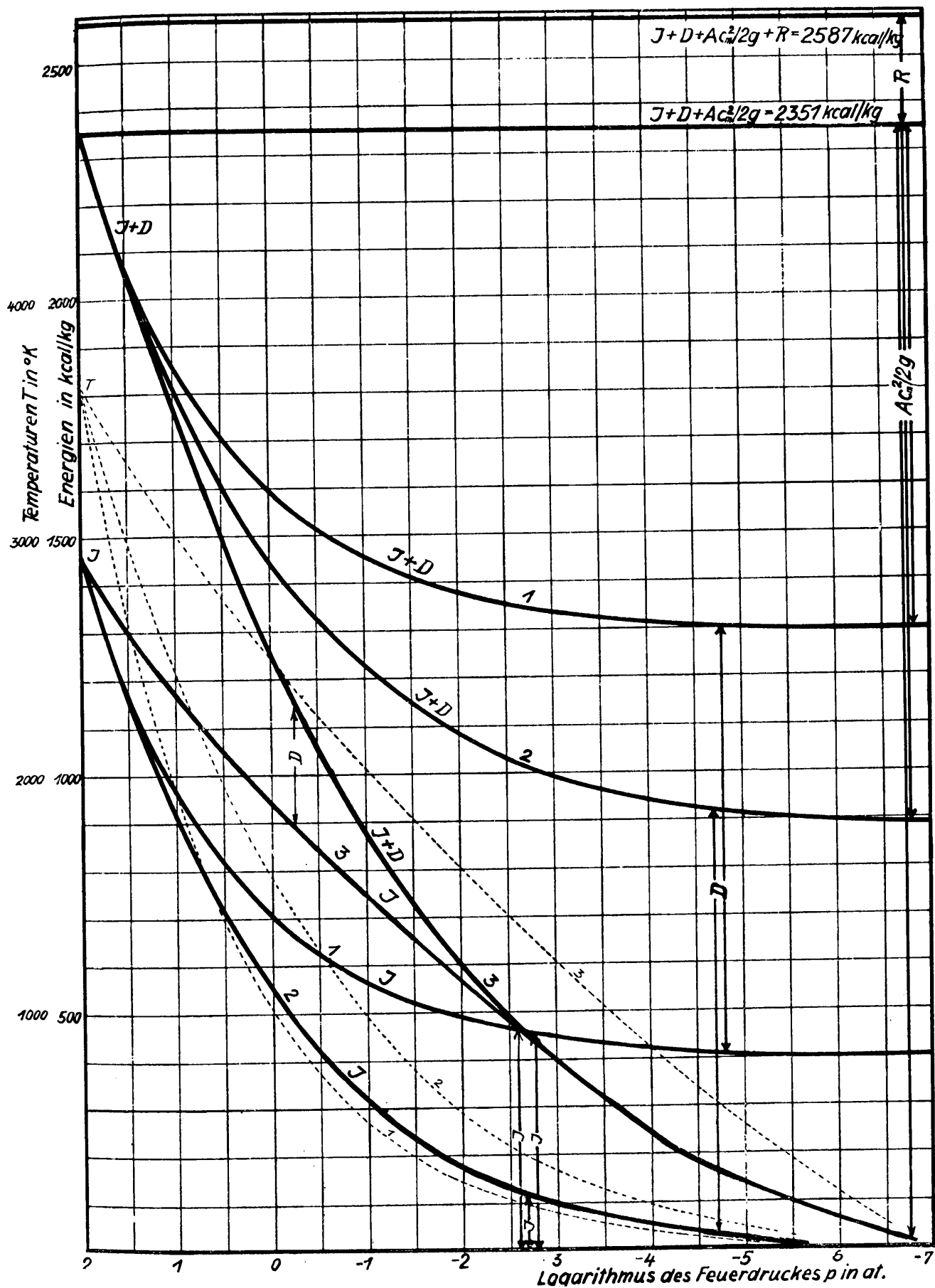


Abb. 13; Temperatur T , Wärmeinhalt J , Dissoziationsverlust D , p, T und gewonnene kinetische Energie $Ac_m^2/2g$ über dem Logarithmus des Druckes p gemäss den drei möglichen Strömungsfällen in der Düse für ein bei 100 at völlig verbranntes stöchiometrisches Oktan-Sauerstoffgemisch als Ausgangszustand.

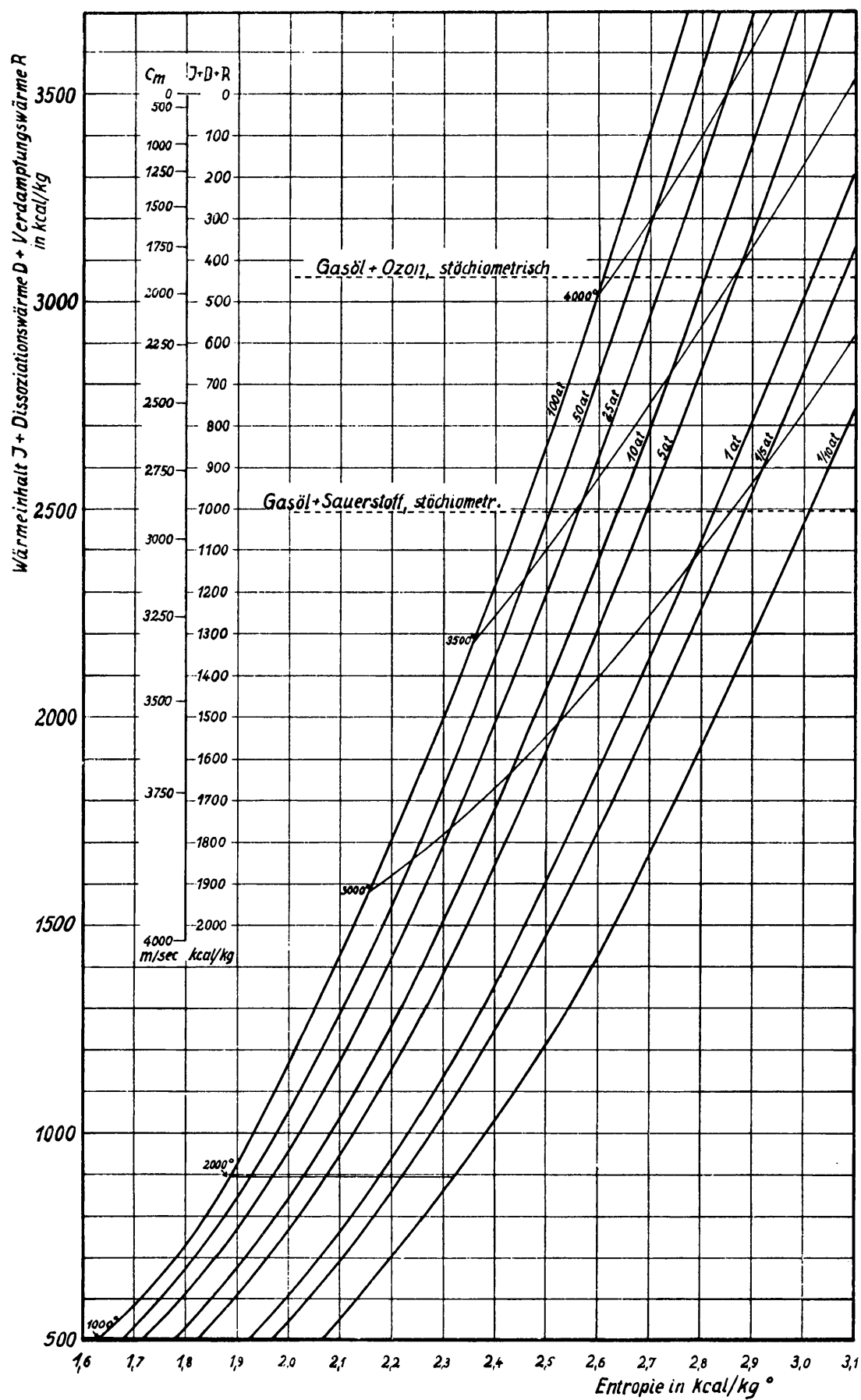


Abb. 14; Entropiediagramm nach M.v.Stein für den Düsenströmungsfall und Gasölverbrennung.

Strömungsvorgang:	1. Art ($\kappa_u = 1,380$)	2. Art	3. Art
Prüfstandsbedingungen:			
p_m	1 at	1 at	1 at
T_m	1030°K	1577°K	2500°K
c_m	2518 m/sec	2759 m/sec	3020 m/sec
c	2654 m/sec	2949 m/sec	3260 m/sec
In der Düsenmündung gewonnene Energie in % von E:	29,3	35,1	42
Flugbedingungen bei $d^*/d_m = 0,14$:			
p_m	0,0729 at	0,1305 at	0,250 at
T_m	500°K	1041°K	2225°K
c_m	2760 m/sec	3066 m/sec	3330 m/sec
c	2820 m/sec	3178 m/sec	3520 m/sec
In der Düsenmündung gewonnene Energie in % von E:	35,1	43,4	51
Optimalbedingungen bei völliger Entspannung:			
$p_m \rightarrow$	0 at	0 at	0 at
$T_m \rightarrow$	0°K	0°K	0°K
c_m	2970 m/sec	3496 m/sec	4438 m/sec
c_{max}			
c			
In der Düsenmündung gewonnene Energie in % von E:	40,7	56,5	90,9

Völlig verlustloser Umsetzung der gesamten zugeführten Energie E in kinetische Energie würde eine theoretische Auspuffgeschwindigkeit $c_{th} = \sqrt{2gE/A} = 4655 \text{ m/sec}$ entsprechen.

Die hier angewendeten Begriffe der Mündungsgeschwindigkeit c_m , der maximalen Geschwindigkeit c_{max} und der wirksamen Auspuffgeschwindigkeit c [19] bedürfen einer näheren Erläuterung. Allgemein lassen sich für Überschlagsrechnungen die Zustandsgrößen in der Düse mit Hilfe eines fiktiven mittleren κ , über dessen rechenmässige Bestimmung und zahlenmässige Grösse bereits im Zusammenhang mit der Darstellung der drei Strömungsarten gesprochen wurde, nach Art von Polytropen mittels der bekannten adia-

batischen Strömungsformeln rechnen. So gilt für die Entspannung auf einen Mündungsdruck p_m die Mündungsgeschwindigkeit

$c_m = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}$, bei Entspannung auf den theoretisch möglichen Grenzdruck $p_m = 0$

$c_{\max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0}}$, und aus beiden Beziehungen folgt

$$c_m/c_{\max} = \sqrt{1 - \left(\frac{p_m}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \sqrt{1 - T_m/T_0}$$

Wenn man die Geschwindigkeit c_m mit der sekundlich ausgeblasenen Masse dm/dt multipliziert, so erhält man den Mündungsimpuls J_m des Gasstrahls. Dieser Mündungsimpuls wird bei Prüfstandversuchen mit Raketengeräten, wenn der Mündungsdruck in der Feuerdüse p_m gleich dem Aussendruck der ruhenden Luft p_a ist, vom Dynamometer als Kraftäusserung P unmittelbar angezeigt; er hängt unter sonst gleichen Umständen vom äusseren Luftdruck, also von Barometerstand, Höhenlage des Prüfstandes usw. ab und darf nicht mit dem Schub P verwechselt werden, wie eine Betrachtung von Abbildung 15 leicht erkennen lässt. Dort ist der Zusammenhang von Widerstand und Schub am fliegenden Gerät mit den entsprechenden, am Boden gemessenen Werten veranschaulicht.

Unter Widerstand am fliegenden und angetriebenen Gerät wird die vektorielle Summe aller Luftkräfte auf die windberührten Flächen verstanden. Diese Summe aller Drücke und Reibungsspannungen sei W . Im Windkanal oder beim Schleppversuch misst man am nichtangetriebenen Gerät immer einen kleineren Widerstand $W' = W - p'f_m$, wobei p' der absolute Luftdruck hinter der Düsenmündungsfläche f_m ist. Es folgt daher

$$W = W' + p'f_m.$$

Der Luftdruck p' hinter der Heckfläche ist am bewegten Körper immer kleiner als der Aussendruck p_a der ruhenden Luft; bei $v/a > \sqrt{2/(\kappa-1)} = 2,2$ wird $p' = 0$. Der Wert p' muss daher bei Widerstandsmessungen am nichtangetriebenen Gerät immer mitgemessen werden, um den wahren Widerstand W des Körpers ermitteln zu können.

Unter Schub am fliegenden Gerät wird die vektorielle Summe aller Feuerdrücke auf die feuerberührten Flächen, bzw.

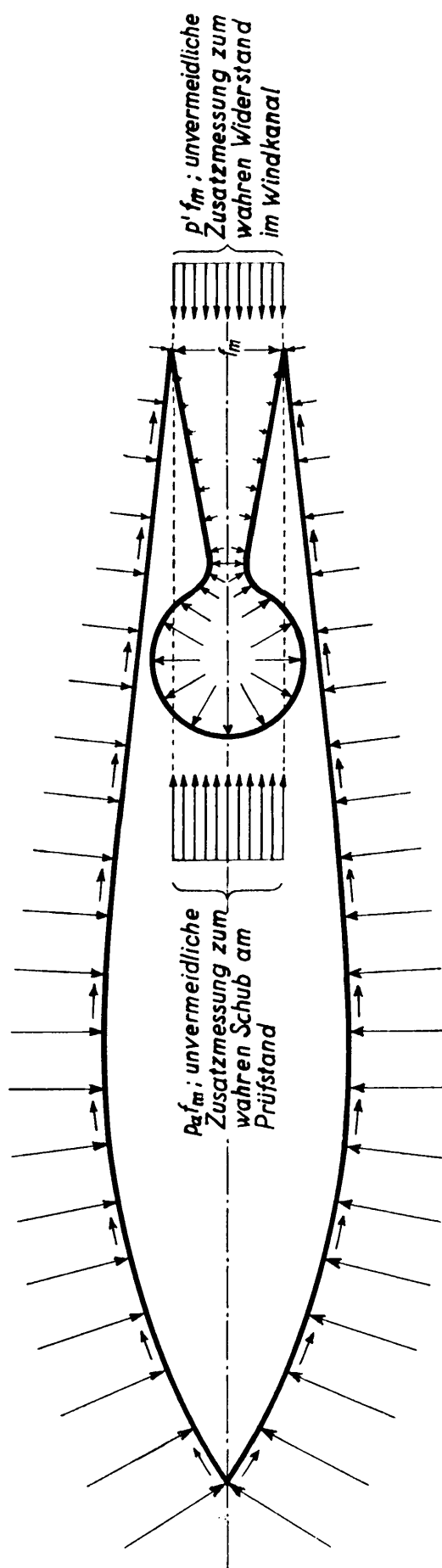


Abb. 15; Zusammenhang von Widerstand und Schub am fliegenden Gerät mit den entsprechenden, am Boden gemessenen Werten.

Innenwände des Raketenmotors verstanden. Am Prüfstand misst man immer einen kleineren Schub $P' = P - p_a f_m$, worin p_a wieder der Aussendruck der ruhenden Luft ist. Der am Prüfstand gemessene Schub hängt also vom Aussendruck der Luft ab, und für den wirk-
samen Schub folgt

$$P = P' + p_a f_m .$$

Die Auswirkung der beiden unvermeidlichen Zusatzmessungen im Windkanal, bzw. am Prüfstand sieht man am deutlichsten bei Berechnung der Restkraft aus Schub und Widerstand, die einen Körper von der Masse $m = G/g$ beschleunigt:

$$m \, dv/dt = P - W = P' - W' + f_m(p_a - p') .$$

Bei den Bodenmessungen wird also jeweils eine unvermeidliche, mit f_m zusammenhängende Zusatzkraft mitgemessen, die bei der Widerstandsmessung und bei der Schubmessung verschieden ist, sodass sie besonders korrigiert werden muss. Die Korrektur ist kleiner bei mässigen Geschwindigkeiten (z.B. bei der Verwendung von Raketengeräten als Starthilfe) und wird am grössten bei sehr hohen Überschallgeschwindigkeiten (z.B. Raketengeschossen, Raketenfernkampfflugzeugen).

Um den wirksamen Schub P eines Raketenmotors zu berechnen, muss also zum Mündungsimpuls $J_m = c_m \, dm/dt$ noch der Gesamtdruck des Feuergases auf die Düsenmündung $p_m f_m$, bzw. zum freien Dynamometerschub am Prüfstand

$$P' = J_m + f_m(p_m - p_a) = c_m \, dm/dt + f_m(p_m - p_a)$$

noch der Gesamtdruck der ruhenden Aussenluft auf eine Fläche von der Grösse der Düsenmündungsfläche addiert werden:

$$P = P' + p_a f_m = J_m + p_m f_m = c_m \, dm/dt + p_m f_m .$$

In dem schon eingangs erwähnten, häufigsten Fall $p_a = p_m$ sind Mündungsimpuls J_m und Dynamometeranzeige P' identisch [19, S.3 f.]

Damit wird dann die wirksame, invariante, vom äusseren Luftdruck unabhängige Geschwindigkeit c , durch deren Multiplikation mit dm/dt man den wirksamen Schub erhält, gleich:

$$c = c_m + p_m f_m \, dt/dm = c_m + \frac{p_m}{\rho_m c_m}$$

und weiterhin

$$c/c_{max} = \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_m}{\rho_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \left[1 + \frac{\kappa-1}{2\kappa} \frac{(\rho_m/\rho_0)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - (\rho_m/\rho_0)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right]$$

Die Festlegung der wirksamen Auspuffgeschwindigkeit c hat folgenden eigenartigen, technisch interessanten Umstand zur Folge: im üblichen Maschinenbau ist der thermische Wirkungsgrad $\eta_{\text{therm}} = c_m^2 / c_{\text{max}}^2 = 1 - T_m / T_o$. Am Raketenmotor entspricht dieser bekannten Beziehung der sogenannte Düsenwirkungsgrad

$$\eta_D = c^2 / c_{\text{max}}^2 = (1 - T_m / T_o) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{T_m / T_o}{1 - T_m / T_o} \right)^2.$$

(s. auch [19] ; S. 6). Diese Beziehung sagt aus, dass die hohen Temperaturen und die bei Ihnen liegenden Teile des Wärmeinhaltes höherwertig sind als die niedrigeren Temperaturen und ihre numerisch gleich grossen Wärmeinhaltsanteile. Dies bedeutet keinen Widerspruch gegen den Energiesatz, weil die wirksame Auspuffgeschwindigkeit nicht identisch mit der tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeit des Feuergases, sondern grösser als diese ist. Dieser Umstand hat deswegen technische Bedeutung, weil die unteren Bereich des Anfangswärmeinhaltes meist nur durch besonders umfangreiche technische Vorkehrungen – bzw. bei Gasen, die schon bald zu Entartungserscheinungen, wie Kondensation und dergleichen neigen, überhaupt nicht – ausnützbar sind, und Nichtausnützung daher zu verhältnismässig kleineren Verlusten führt, als man aus dem Hundertsatz nicht ausgenützten Wärmeinhaltes erwarten würde.

Ausser den schon genannten Beziehungen lässt sich mit Hilfe der bekannten Gleichung für das sekundlich durch den Düsenhals fliessende Gas $\Delta G = \rho' a' f' = f' \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} / 2g \frac{\kappa}{\kappa + 1} \rho_o / V_o$

und der Gleichung über die wirksame Auspuffgeschwindigkeit ein praktisch viel gebrauchter Zusammenhang zwischen P , f und p_o angeben zu $P = k p_o f^2$, worin

$$k = 2 \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \sqrt{\frac{\kappa^2}{\kappa^2 - 1} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_o} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{(p_m / p_o)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}{1 - (p_m / p_o)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} \right]$$

Mittels dieses Faktors k , um den der wirksame Schub also grösser ist als das Produkt aus Ofendruck und Düsenhalsfläche, lässt sich die sonst recht mühsame Feststellung des wirksamen Schubes eines Raketenmotors bei genügend erweiterter Düse auf eine Messung des Ofendruckes und des Aussendruckes zurückführen, die mit gewöhnlichen Manometern sehr einfach vorzunehmen ist. Diese Art der

Schubmessung ist sowohl am Prüfstand, als auch ganz besonders als betriebsmässige Messung im Flugzeug ausserordentlich angenehm. Umgekehrt kann man am Prüfstand, wenn sowohl Ofendruck als auch wirksamer Schub, bezw. Dynamometerschub gemessen werden, das wirklich wirkende κ angeben.

Alle diese Zusammenhänge: der Faktor k , die Verhältnisse c/c_{\max} , c_m/c_{\max} , c/c_m , T_m/T_0 und d^*/d_m sind in Abbildung 16 für einen häufig brauchbaren Wert $\kappa = 1,25$ über dem Verhältnis Ofen- zu Mündungsdruck aufgetragen worden.

Wie in Abbildung 17 noch besonders für $\kappa = 1,25$ eingezeichnet wurde, lassen sich in der Gleichung für k die einzelnen Faktoren in sehr anschaulicher Weise deuten, und zwar baut sich der Gesamtschub P des Raketenmotors auf aus den einzelnen Teilschüben:

$P_1 = p_0 f^*$, herrührend von dem Druck p_0 des Feuergases gegen jenen Fleck f^* der hinteren Ofenwand, den man, achsial durch den Düsenhals blickend, übersieht. Diese Wirkung hätte also auch ein einseitig geschlossenes, zylindrisches Rohr;

$P_2 = p_0 f^* \cdot 2 \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}}$; Die Vermehrung gegenüber P_1 rührt her von der Ungleichmässigkeit der Druckverteilung auf die übrigen Ofenwandflächen wegen des Druckabfalles gegen die Ausströmöffnung hin.

$$P_3 = P = p_0 f^* \cdot 2 \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa^2}{\kappa^2-1} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \left[1 + \frac{\kappa-1}{2\kappa} \frac{(p_m/p_0)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - (p_m/p_0)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right].$$

Diese Vermehrung gegenüber P_2 ist von den Feuerdrücken auf die erweiterte Feuergasdüse verursacht.

Der im Stand messbare, frei Schub P^* des Raketenmotors kann berechnet werden nach

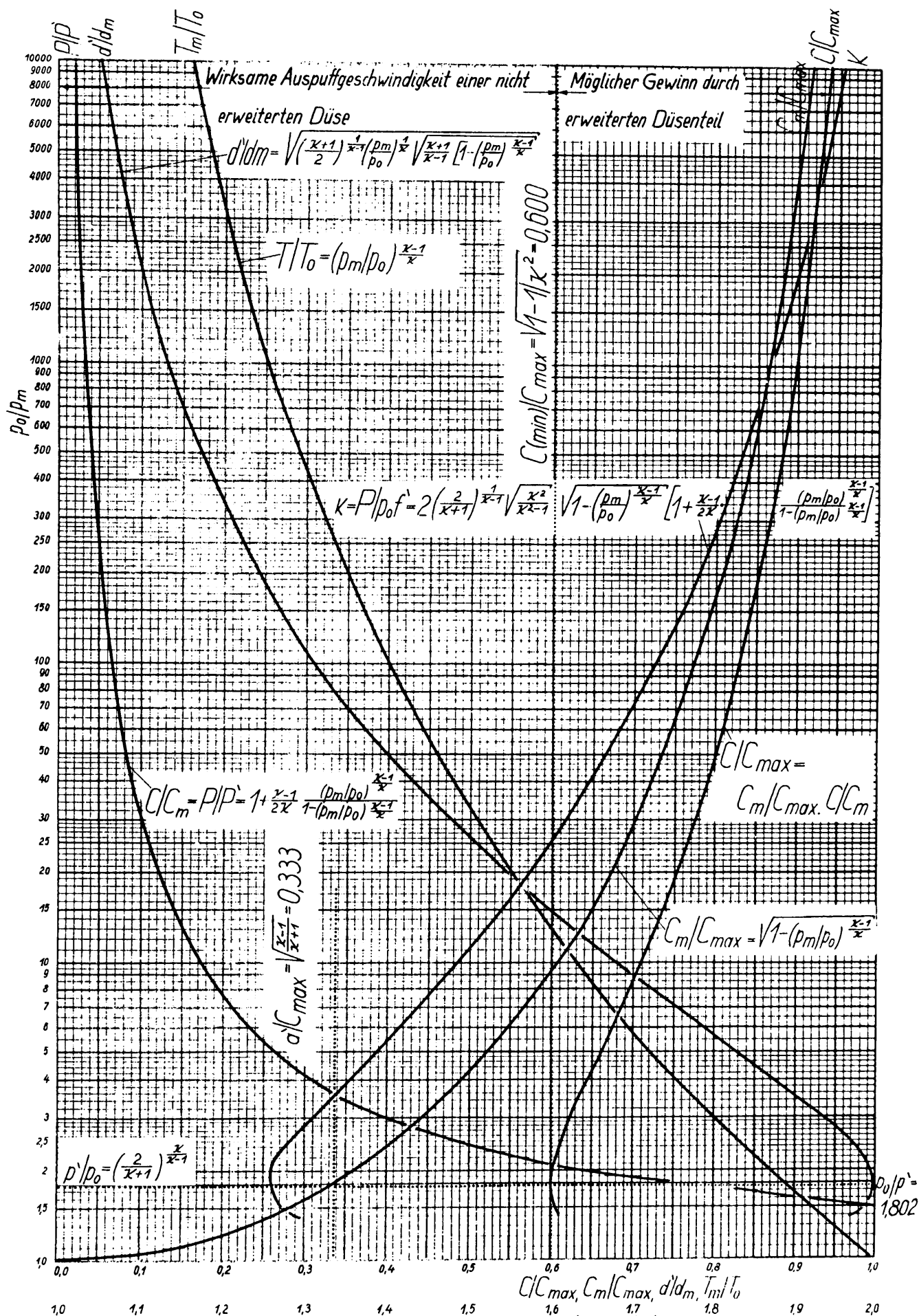
$$P^* = \Delta \frac{G}{g} c_m = p_0 f^* \cdot 2 \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \sqrt{\frac{\kappa^2}{\kappa^2-1} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}$$

und ist in Abbildung 17 zum Vergleich punktiert eingetragen worden.

Bevor nach diesen physikalischen Überlegungen die chemisch-energetischen Fragen im Zusammenhang mit der wirksamen Auspuffgeschwindigkeit behandelt werden, soll kurz auf ihre Bedeutung

im Rahmen des Raketenbomberprojektes eingegangen werden. Die bekannte Beziehung, dass sowohl Strahltriebwerke als auch Raketen-
triebwerke ihren Energievorrat dann am wirtschaftlichsten um-
setzen, wenn die Fluggeschwindigkeit der Strahlgeschwindigkeit
möglichst dem Betrag nach gleich und entgegengesetzt gerichtet
ist, könnte zu dem Trugschluss verführen, die Auspuffgeschwin-
digkeit an die jeweilige Fluggeschwindigkeit anpassen zu wollen.
Da im Flugzeug aber nicht eine ideale Energieumsetzung an sich,
sondern geringstmöglicher Verbrauch an Kraftstoffgewichten wich-
tig ist, sind energiereichere Kraftstoffe, die höhere c -Werte er-
geben, auch dann vorzuziehen, wenn die Ausnützung dieses höheren
Energievorrates im gleichen Gewicht schlechter wird. Der dem
Flugzeug mitgeteilte Energiebetrag wird nämlich bei gleichem
Massenverbrauch mit wachsendem c jedenfalls grösser, weil der
nützliche Anteil $\eta_a = 2 \frac{v}{c} / (1 + \frac{v^2}{c^2})$ der je Kraftstoffmassenein-
heit gewonnenen Leistung $c^2/2$, also $vc^3/(v^2 + c^2)$, mit der Aus-
puffgeschwindigkeit stark wächst.

Trotzdem kann die überragende Bedeutung der Auspuffge-
schwindigkeit eingeengt werden, wenn der Kraftstoff mit höherer
Auspuffgeschwindigkeit andere Nachteile mit sich bringt. Bei-
spielsweise wird eine 50%-ige Aluminium^{-Gasd}-Dispersion mit Sauer-
stoff bei einem erforderlichen Tankvolumen von rund $0,84 \text{ dm}^3$
je Kilogramm Gesamtkraftstoff trotz der etwas niedrigeren Auspuff-
geschwindigkeit dem flüssigen Wasserstoff mit Sauerstoff vorzu-
ziehen sein, der rund $2,4 \text{ dm}^3$ Tankraum je Kilogramm Gesamtkraft-
stoff beansprucht, und zwar überwiegend Tankraum mit besonde-
ren und gewichtigen Vorkehrungen wegen der niedrigen Temperatur
des flüssigen Wasserstoffes. Über diesen Einfluss der Kraft-
stoffdichte auf die Kraftstoffwahl lassen sich folgende allge-
meine Überlegungen anstellen: wenn der zurückgelegte Flugweg s
ungefähr proportional der dritten Potenz der Höchstflugge-
schwindigkeit v ist, und diese mit Auspuffgeschwindigkeit c
und Ladeverhältnis G/G_0 gemäss Seite 147 mittels der Beziehung
 $v = 0,443c + c \ln G_0/2G$ verknüpft ist, wird
 $s = \text{konst.} \cdot c^3 (\ln G_0/G - 0,25)^3$. Man kann also gleiche Reich-
weite bei verschiedenen c erlangen, wenn sich zugleich G/G_0



b. 16; Feuergasströmung mit $\kappa = 1,25$.

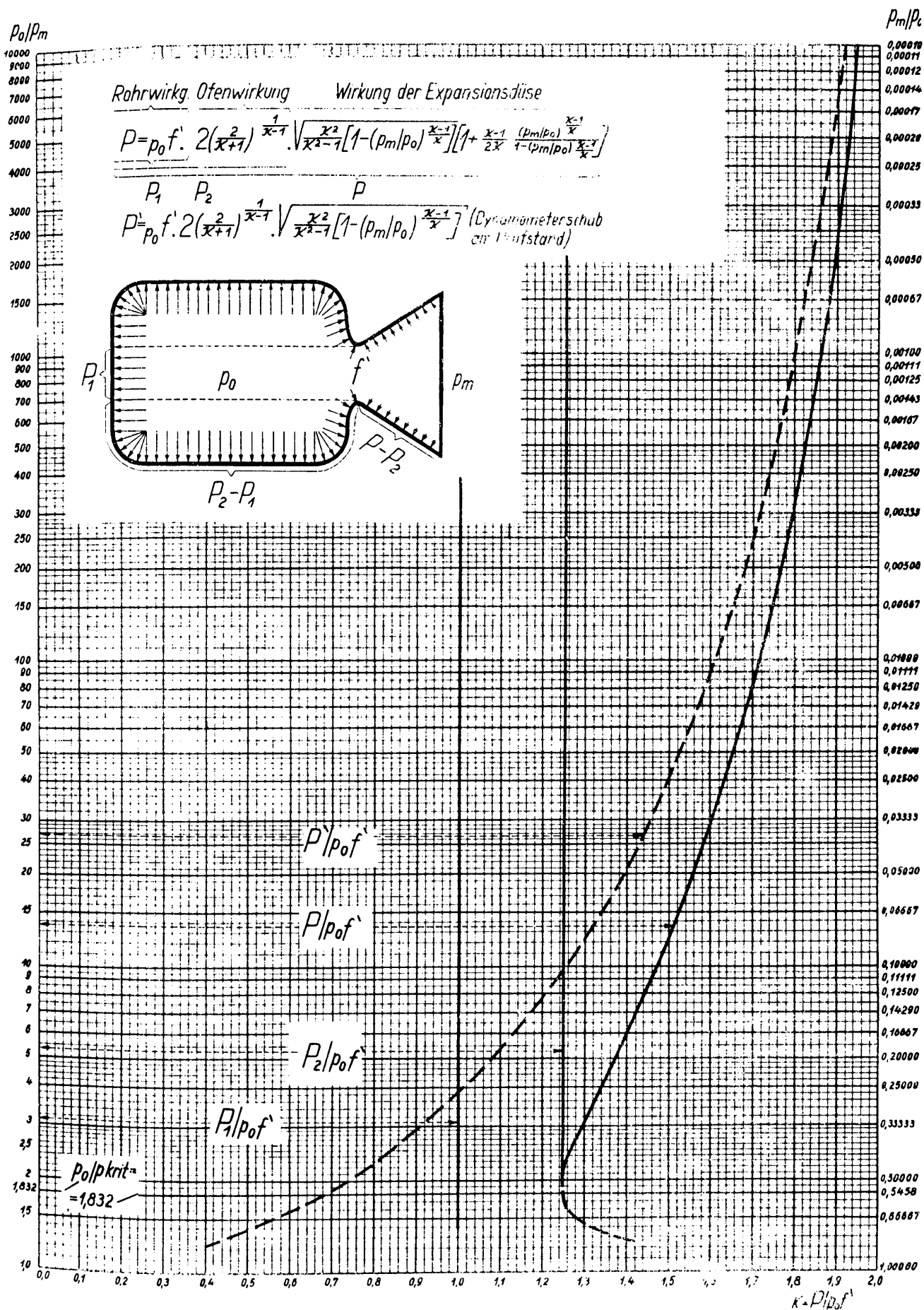


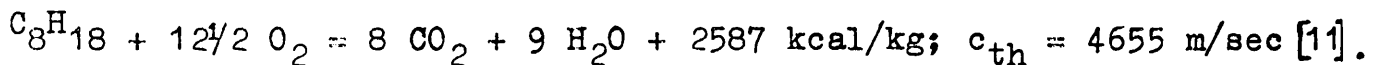
Abb. 17; Analyse des wirkamen Schubes am Raketenmotor mit $\kappa = 1,25$.

entsprechend ändert. Durch Differentiation bei festgehaltenen s , v und G_0 ergibt sich $\Delta c/c = \frac{c}{v} \cdot \frac{\Delta G}{G}$. Eine Abhängigkeit des Ausdrucks $\frac{\Delta G}{G}$ von der kleinen Änderung ΔE_v der räumlichen Energiekonzentration E_v lässt sich beispielsweise in der Form schätzen $\frac{\Delta G}{G} = -0,5 \frac{\Delta E_v}{E_v}$. Damit wird $\Delta c/c = -0,5 \frac{c}{v} \cdot \frac{\Delta E_v}{E_v}$, also in dem besonders interessierenden Bereich $\frac{c}{v} \doteq 0,5$ $\Delta c/c = -\frac{1}{4} \frac{\Delta E_v}{E_v}$. Auspuffgeschwindigkeitsänderungen sind dort etwa viermal wirksamer als Dichtenverbesserungen. Weiter erlauben diese Betrachtungen, eine gegenseitige Wertung der Kraftstoffe einzuführen, indem man von einem Standardkraftstoff ausgeht, etwa einem Kohlenwasserstoff mit Flüssigsauerstoff, mit den Werten c und E_v . Aus diesen und den entsprechenden Werten c_1 und E_{v1} des zu vergleichenden Kraftstoffes lässt sich in folgender Weise eine Wertungszahl K bilden:

$$K = \frac{s_1}{s} = \left[\frac{c_1}{c} \cdot \frac{\ln \frac{2}{1+E_v/E_{v1}} \cdot \frac{G_0}{G} - 0,25}{\ln \frac{G_0}{G} - 0,25} \right]^3, \text{ oder mit } G_0/G = 10$$

$$K = \frac{[2,746 - \ln(1+E_v/E_{v1})]^3}{8,650} \cdot \frac{c_1^3}{c^3}.$$

Eine typische Kohlenwasserstoffreaktion ist die Verbrennung des Oktans mit Sauerstoff:



Der angegebene obere Gemischheizwert ist auf $0^\circ K$ bezogen. Aus Abbildung 18 ist ersichtlich, dass von diesem oberen Gemischheizwert 9,1% Verluste infolge physikalischer Trennungswärmen (Schmelzung, Verdampfung) abgehen, und dass die druckabhängigen Verluste infolge chemischer Trennungswärmen (Dissoziation) bei beispielsweise 100 at Feuerdruck 34,4% ausmachen, sodass bei diesem Betriebszustand der Ofenwirkungsgrad $\eta_0 = J_0/E = 0,565$ beträgt. Dies Schaubild für Oktanverbrennung bei verschiedenen Ofendrücken ist von M. v. Stein ebenso wie die folgenden Bilder und Tabellen für andere Kraftstoffbrände unter Berücksichtigung aller Dissoziationsprodukte und unter der Voraussetzung berechnet worden, dass sich im Ofen völliges physikalisches und chemisches Gleichgewicht einstellt und die Expansion als Strömungsfall 2. Art bis auf den Aussendruck Null erfolgt. Ausser unterem Gemischheizwert ($E - R_{10}$), Wärmehalt J_0 , Ofentemperatur T_0 , theoretischen und maximalen Auspuffgeschwindig-

keiten wurde das für diese Entspannung zutreffende mittlere α über dem Logarithmus des Ofendrucks aufgetragen, sowie zur Veranschaulichung der überhaupt möglichen Schwankungsbreite des α bei andersartigen Entspannungen oder anderen Düsenmündungsdrücken der dem jeweiligen Ofenzustand entsprechende Adiabatenexponent als untere, der für eine Rechnung nach dem Strömungsfall 1. Art vorgeschriebene Wert α als obere Grenze. Die für den Flugzustand massgebliche wirksame Auspuffgeschwindigkeit c , deren Wert für Oktanverbrennung bereits an früherer Stelle angegeben wurde, ist in dieser Abbildung und in einigen späteren Schaubildern, die in erster Linie nur relative Vergleiche zwischen den verschiedenen Kraftstoffen ermöglichen sollen, nicht besonders vermerkt. Sie ist aus der maximalen Fluggeschwindigkeit mittels des Düsenwirkungsgrades herzuleiten: $\eta_D = (c/c_{\max})^2$.

Für die Gesamtverlustrechnung am Raketenmotor gilt der Zusammenhang

$$\eta_i = \eta_o \cdot \eta_D = \left(\frac{c}{c_m}\right)^2 \cdot \left(\frac{c}{c_{\max}}\right)^2 = \left(\frac{c}{c_m}\right)^2$$

oder zahlenmässig, für das Beispiel der Oktanverbrennung bei 100 at Ofendruck, $\eta_i = 0,565 \cdot 0,825 = 0,465$.

Der Flugzustand ist in allen diesen und den folgenden Rechnungen durch $d^*/d_m = 0,14$ definiert gemäss folgender Überlegung: im Flug sinkt der Aussendruck hinter dem Heck des Raketenbombers unter 1 at, sodass das Druckgefälle p_o/p_m bei z.B. 100 at Ofendruck bedeutend über 100 hinauswachsen muss. Das Feuergas wird sich tatsächlich über die ganze Heckfläche des Flugzeuges von etwa $2,50 \text{ m}^2$ Grösse ausbreiten, d.h. das Verhältnis von Düsenmündungsfläche f_m zu Düsenhalsfläche f^* wird während der ganzen Arbeitsperiode des Raketenmotors etwa bei 50 liegen, entsprechend einem $d^*/d_m = 1/\sqrt{50} = 0,14$.

Neben den wichtigen und näher untersuchten Kohlenwasserstoffen mit Sauerstoff gibt es eine zweite Gruppe von Raketenkraftstoffen, denen gemeinsam ist, dass sie Elemente aus den ersten Reihen des periodischen Systems sind und dass sie bei der Verbrennung mit Sauerstoff beträchtlich höhere Energiekonzentration in der Masse und zum Teil auch im Kraftstoffvolumen ergeben als die Kohlenwasserstoffe.

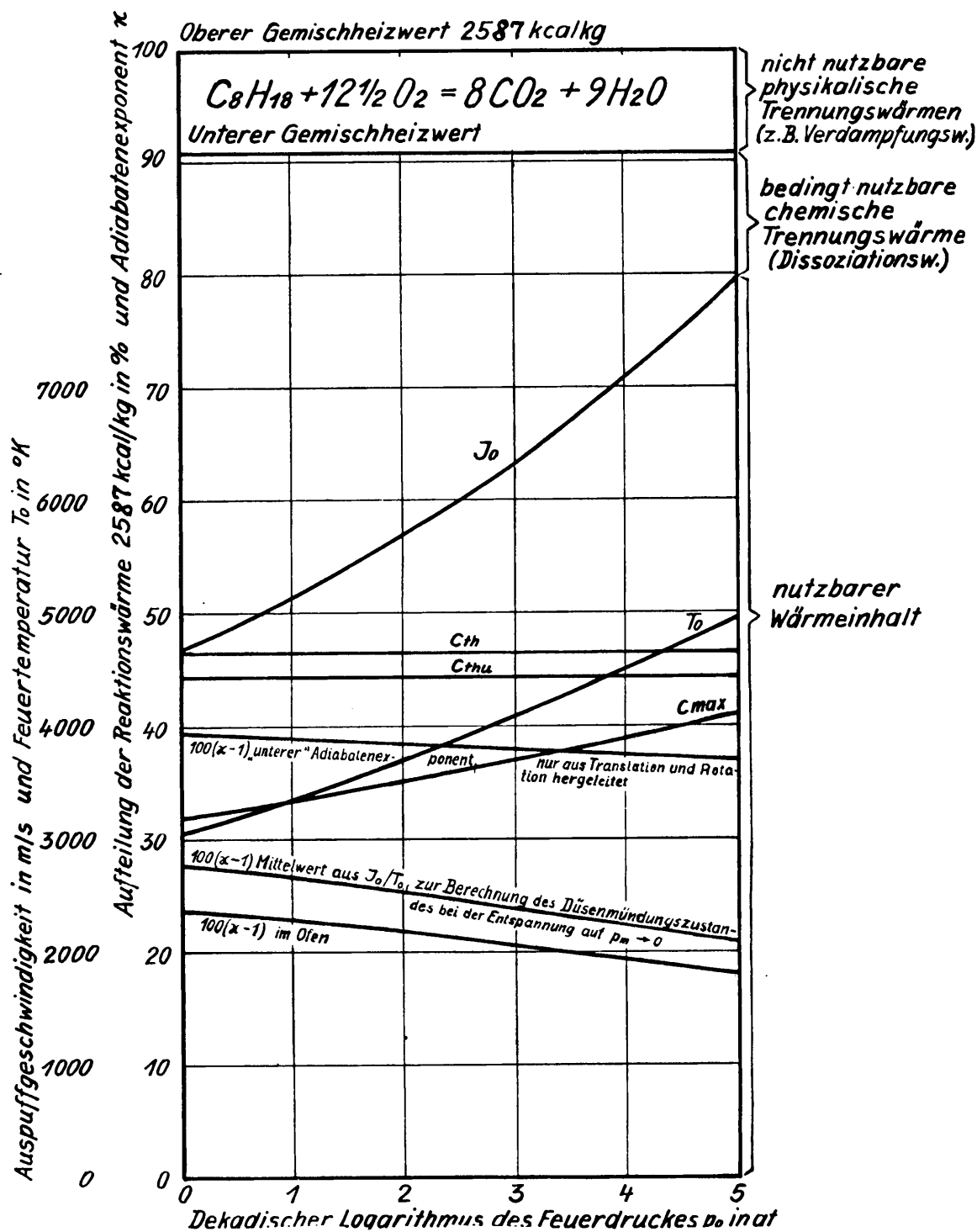
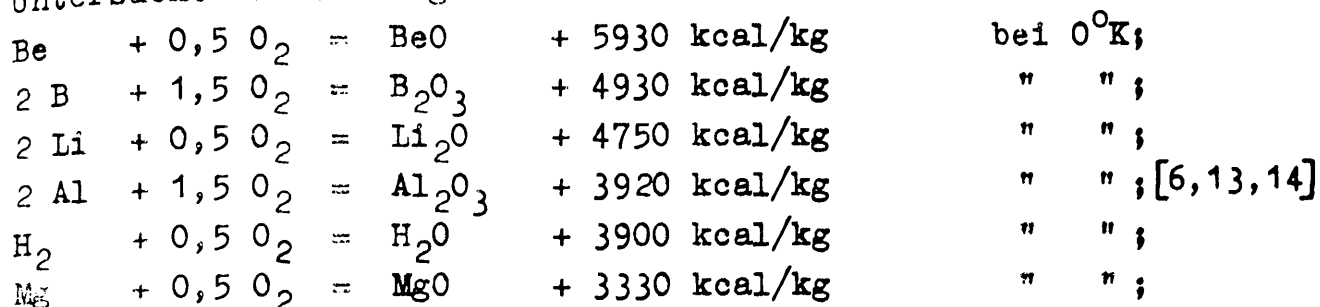


Abb. 18; Verdampfungswärme, Dissoziation, Wärmeinhalt, Feuergastemperatur, theoretische und maximale Auspuffgeschwindigkeit und Adiabatenexponenten des Feuergases bei der Verbrennung von Oktan in Sauerstoff mit statischen Gasgleichgewichten.

Untersucht wurden folgende Reaktionen:



Aluminium- und Wasserstoffverbrennung sind in den Abbildungen 19 und 20 auf die gleiche Art wie die Oktanverbrennung dargestellt. Für die wichtigsten Kennwerte aller angeführten Leichtmetallbrände mit stöchiometrischem Flüssigsauerstoffzusatz bei 1, 10 bzw. 100 at Ofendruck gilt die folgende Übersichtstabelle:

	BeO	B ₂ O ₃	Li ₂ O	Al ₂ O ₃	H ₂ O	MgO
oberer Gemischheizwert E [kcal/kg]	5930	4930	4750	3920	3900	3330
Verdampfungswärme R ₁₀ [kcal/kg]	5040	2300	2780	1290	750	3750
Gewichtsanteil der flüssig-festen Phase im Feuergas in % bei 1 at	13,8	-	-	-	-	43,0
bei 10 at	18,0	-	-	-	-	48,0
bei 100 at	23,2	-	-	-	-	54,5
Wärmeinhalt J ₀ in % von E						
bei 1 at	20,6	40,5	21,9	21,5	45,8	28,7
bei 10 at	23,8	46,7	24,1	24,4	51,7	35,0
bei 100 at	28,4	51,4	27,0	28,1	59,7	44,1
Siedepunkt bei 1 at [°K]	3400	1990	1100	3250	373	3120
Ofentemperatur.T ₀ [°K] bei 1 at	3400	6210	2350	3700	2950	3350
bei 10 at	3920	7010	2730	4070	3200	3970
bei 100 at	4550	7680	3200	4700	3560	4850
κ; bzw. κ bei 1 at	~1,24	1,125	1,320	1,280	1,300	~1,11
bei 10 at	~1,22	1,110	1,315	1,260	1,250	~1,10
bei 100 at	~1,20	1,100	1,310	1,240	1,220	~1,08
c _{th} [m/sec]	7050	6420	6310	5730	5720	5280
c _{max} [m/sec] bei 1 at	3200	4090	2950	2660	3870	2830
bei 10 at	3440	4390	3100	2830	4110	3130
bei 100 at	3760	4610	3280	3030	4420	3510

In dieser Rechnung wurden die Schmelzwärmen als klein gegenüber den Verdampfungswärmen vernachlässigt, alle nur möglichen Dissoziationsanteile bei den Verbrennungsendprodukten hingegen wieder berücksichtigt.

Die Stoffe Bor, Lithium, Aluminium und Wasserstoff weichen in ihrem grundsätzlichen Verhalten während der Verbrennung nicht von dem des Kohlenwasserstoffes ab, sondern unterscheiden sich nur in den zahlenmässigen Ergebnissen, wobei z.B. Lithium- und Aluminiumbrände trotz der höheren Gemischheizwerte infolge von Verdampfungs- und Dissoziationsverlusten niedrigere maximale Auspuffgeschwindigkeiten erzielen als der Kohlenwasserstoffbrand.

Beryllium- und Magnesiumbrände sind grundsätzlich andersartig. Beim Berylliumbrand bewirkt die hohe Verdampfungswärme des BeO , dass die Feuermasse nur teilweise verdampft, während ein erheblicher Teil derselben in flüssigem (Nebel), bzw. festem (Staub) Zustand verbleibt. Diese Teile stellen dann den oberen Gemischheizwert zur Verfügung, wodurch trotz der hohen Verdampfungswärme noch sehr hohe Temperaturen und sehr hohe Wärmeinhalte der Gesamtmasse und dementsprechend hohe c_{max} zustandekommen. Diese flüssigfesten Massen im Feuergas beeinflussen die Entspannung der Gesamtmasse stark, was sich in einem sehr kleinen Adiabatenexponenten ausdrückt. Dieses $\bar{\kappa}$ der Gesamtmasse wurde aus dem Gewichtsanteil k_g der Gasphase, dem Gewichtsanteil k_f und der spezifischen Wärme c_f der flüssig-festen Phase mittels der Beziehung berechnet:

$$\bar{\kappa} = \frac{k_g C_{p\text{gas}} + k_f C_f}{k_g C_{v\text{gas}} + k_f C_f}$$

worin $C_{p\text{gas}} = J_{0\text{gas}}/T_0$ und $C_{v\text{gas}} = J_{0\text{gas}}/T_0 - \text{AR}$ in der bisher gebräuchlichen Art - für eine Entspannung 2. Art auf den Mündungsdruck $p_m = 0$ - beibehalten wurde. Die T_2 -Kurve stellt gleichzeitig die Siedepunktskurve des BeO dar, da die Feuertemperatur durch den Siedepunkt des BeO völlig begrenzt ist. Beim Magnesiumbrand, dessen unterer Gemischheizwert sogar negativ ist, bewirkt der sehr hohe Anteil der flüssig-festen Phase sehr hohe Temperaturen und Wärmeinhalte der Gesamtmasse und besonders niedrige $\bar{\kappa}$ -Werte, sodass die Feuermasse hier den Charakter eines Gases oder Dampfes fast verliert und sich dem Verhalten einer

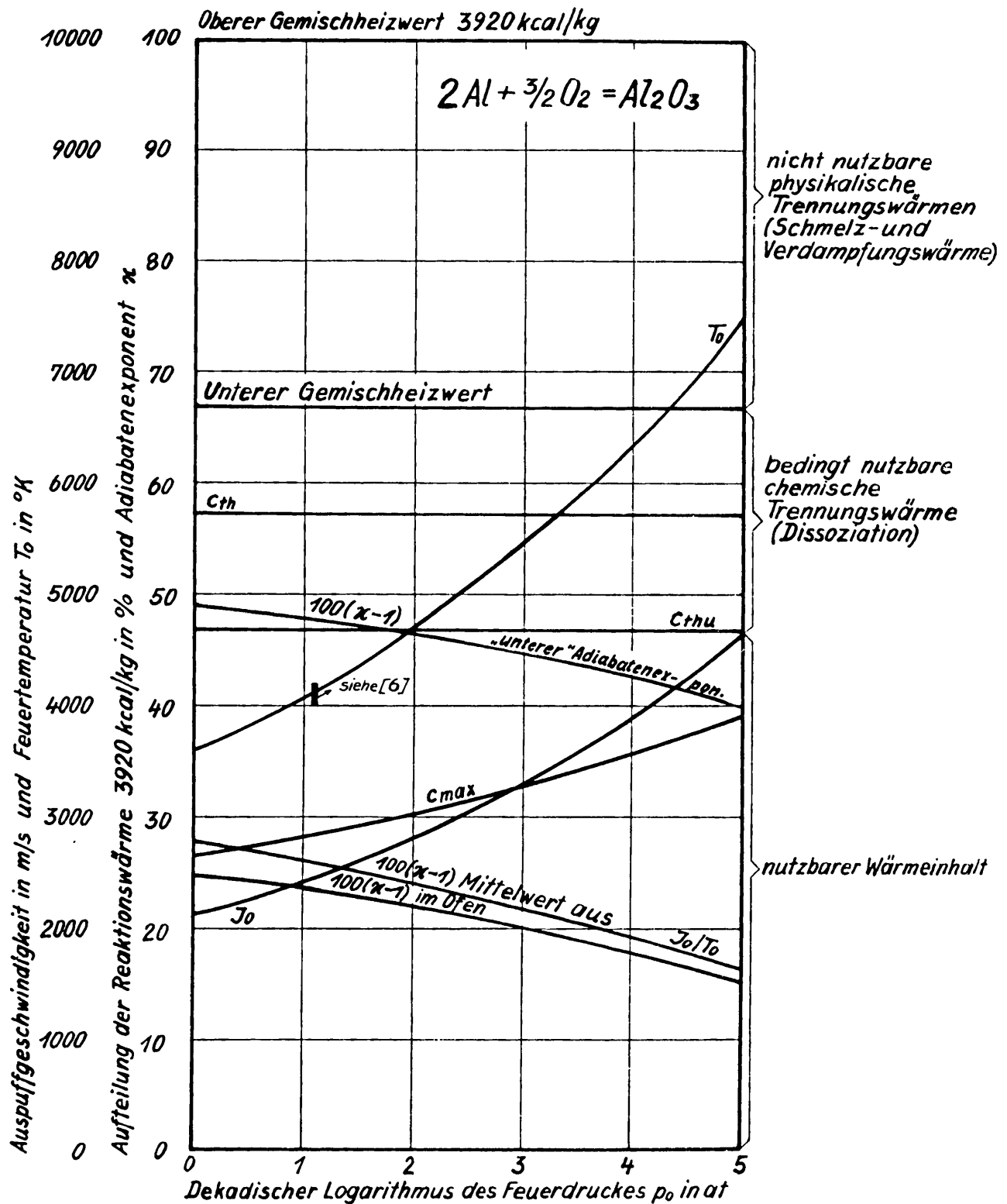


Abb. 19; Verdampfungswärme, Dissoziation, Wärmeinhalt, Feuergastemperatur, theoretische und maximale Auspuffgeschwindigkeit und Adiabatenexponenten des Feuergases bei der Verbrennung von Aluminium in Sauerstoff mit statischen Gasgleichgewichten.

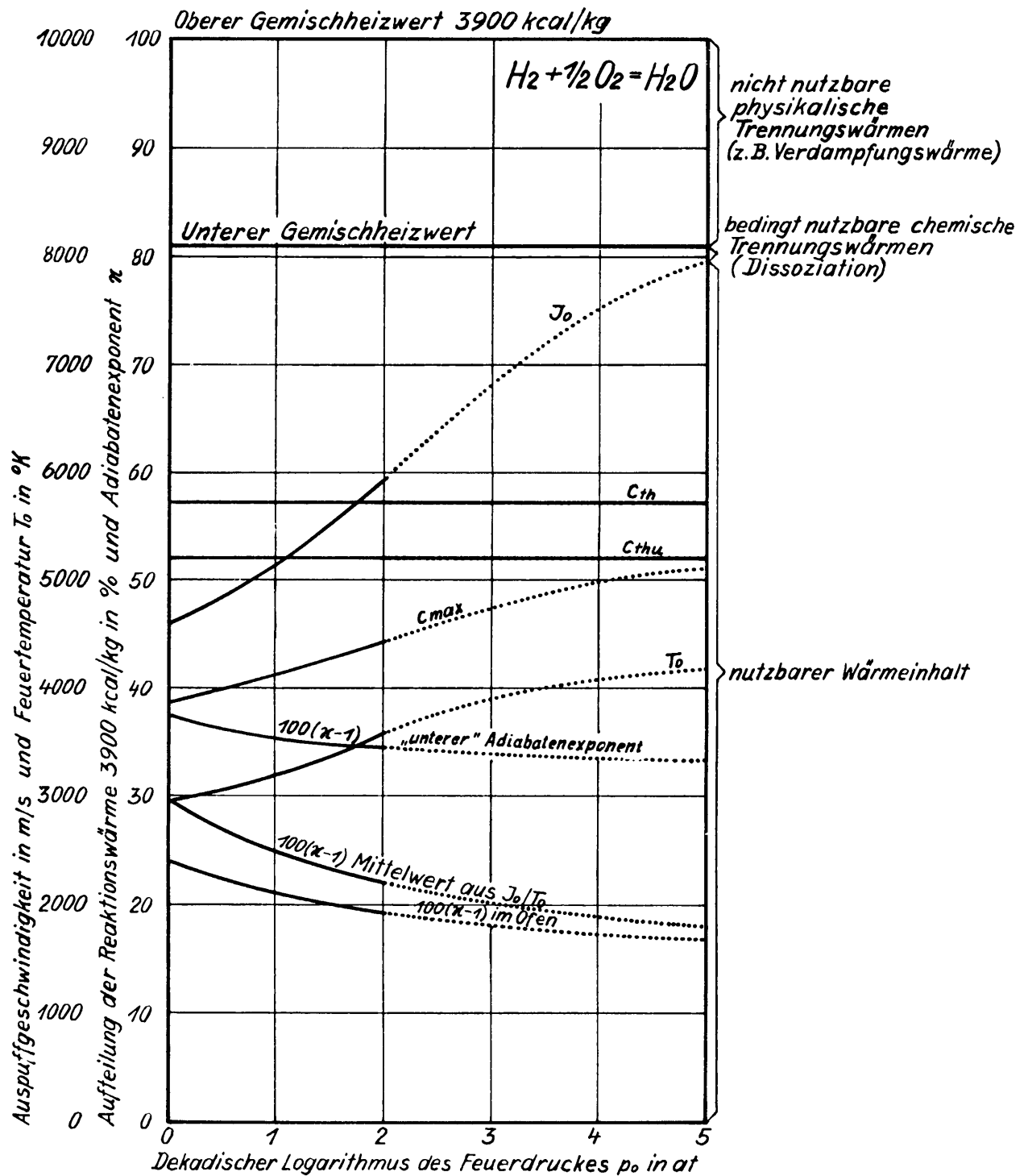


Abb. 20; Verdampfungswärme, Dissoziation, Wärmeinhalt, Feuergastemperatur, theoretische und maximale Auspuffgeschwindigkeit und Adiabatenexponent des Feuergases bei der Verbrennung von Wasserstoff in Sauerstoff mit statischen Gasgleichgewichten.

heissen Lava nähert.

Aus den angegebenen Werten der maximalen Auspuffgeschwindigkeit ergeben sich für die einzelnen Leichtmetallbrände bei 100 at Feuerdruck folgende wirksame Auspuffgeschwindigkeiten, wenn die zu den α - Werten für $d^*/d_m = 0,14$ gemäss der Beziehung

$$\left(\frac{c'}{c_m}\right)^2 = \frac{c}{c_{max}} \cdot \frac{\left(\frac{\alpha+1}{2}\right)^{\frac{1}{\alpha-1}} \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{p_m}{p_0}\right)^{\frac{1}{\alpha}} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_0}\right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}\right]}{1 - \frac{\alpha+1}{2\alpha} \left(\frac{p_m}{p_0}\right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}}$$

gehörigen Düsenwirkungsgrade berücksichtigt werden. Für α wurde dabei in erster Näherung der etwas zu grosse Mittelwert zwischen T_0 und 0 statt zwischen T_0 und T_m benutzt, der ungünstigere Werte gibt.

BeO	: $\alpha = 1,20$;	$\sqrt{\eta p} = c/c_{max} = 0,844$;	$c = 3170$ m/sec;
B ₂ O ₃	: 1,10;	0,690;	3180 ;
Li ₂ O	: 1,31;	0,925;	3030 ;
Al ₂ O ₃	: 1,24;	0,880;	2670 ;
H ₂ O	: 1,22;	0,865;	3820 ;
MgO	: 1,08;	0,630;	2210 .

(Der genäherte Mittelwert für α beträgt bei Oktan 1,255 und ergibt $c = 3120$ m/sec. Diese Zahlen werden in den folgenden Vergleichsrechnungen der Einheitlichkeit halber benutzt.)

Für die raketenflugtechnische Verwendung ist neben der wirksamen Energiekonzentration in der Masse noch die wirksame Konzentration E_v im Tankvolumen wichtig, die die Grösse der vorzukehrenden Kraftstoffbehälter und die Förderleistung der Einspritzpumpen mitbestimmt, und aus der die Wertungszahl K des Kraftstoffes folgt.

Beryllium mit Flüssigsauerstoff	$E_v = 1580$ kcal/dm ³ ;	$K = 1,23$;
Bor mit Flüssigsauerstoff	1640 ;	1,27;
Lithium mit Flüssigsauerstoff	820 ;	0,64;
Aluminium mit Flüssigsauerstoff	1390 ;	0,68;
Flüssigwasserstoff mit Flüssig- sauerstoff	780 ;	1,22;
Magnesium mit Flüssigsauerstoff	840 ;	0,25.

Die Standardwerte für Oktan (Gasöl)
mit Flüssigsauerstoff betragen $E_v = 1240$ kcal/dm³; $K = 1,00$.

Daraus ergibt sich abschliessend, dass aus den Kraftstoffen der zweiten Kraftstoffgruppe nur Beryllium, Bor und Flüssigwasserstoff den Kohlenwasserstoffen überlegen sind. Davon scheiden jedoch Beryllium und Bor sogleich aus, da sie unter den im Tank herstellbaren Verhältnissen jedenfalls feste Körper sind, sodass ihre Förderung in den Hoch-druckofen des Raketenmotors nicht möglich ist. Würde man diese Schwierigkeit durch Anwendung der Stoffe in Drahtform, Pulverform oder dergleichen zu umgehen versuchen, so vermindert sich die Lagerungsdichte im Tank so bedeutend, dass die errechnete kleine Überlegenheit wieder verloren geht. Eine Anwendung der Stoffe in flüssigem Zustand fällt wegen der hohen Schmelzpunkte weg. Somit ist voraussichtlich der Flüssigwasserstoff der einzige Stoff aus der zweiten Kraftstoffgruppe, der mit dem Kohlenwasserstoff in Wettbewerb treten kann. Seine 22%-ige Überlegenheit wird noch durch den Umstand gefährdet, dass an den einfachen Metalltanks des Flugzeuges bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffes Kondensation der Umgebungsluft eintritt, wodurch die Verdampfungsgeschwindigkeit des Wasserstoffes erhöht und die Luftkräfte beeinflusst werden, wenn nicht besondere Vorkehrungen dem entgegenwirken. Trotzdem muss der flüssige Wasserstoff, besonders wegen seiner leichten Beschaffbarkeit und aus später noch näher zu erörternden Gründen als durchaus aussichtsreicher Raketenkraftstoff angesehen werden.

Da mit dieser Ausnahme die reinen Leichtmetalle als Kraftstoffe sich nur wenig oder überhaupt nicht vor den Kohlenwasserstoffen hervortun, soll eine weitere Möglichkeit geprüft werden, die sich durch Kombination der beiden ergibt, z.B. in Form von Metalldispersionen in Mineralölen. Die Dispersionen verbinden nicht nur gute Fördereigenschaften, z.B. gute Pumpfähigkeit; mit hoher räumlicher Energiekonzentration, also geringen Ansprüchen an Tankvolumen und Förderleistungen, sie zeigen darüber hinaus in manchen Fällen die erstaunliche Eigenschaft, höheren Wärmeinhalt zu besitzen als ihre einzelnen Komponenten, Kohlenwasserstoff bzw. Leichtmetall, je für sich allein [30]. In Abbildung 21 sind nebeneinander die Kreisprozesse des Aluminium-Sauerstoff-Brandes und des Oktan-Sauerstoff-Brandes bei 100 at Feuerdruck eingetragen. Der Vergleich zeigt die hier interessierende Tatsache,

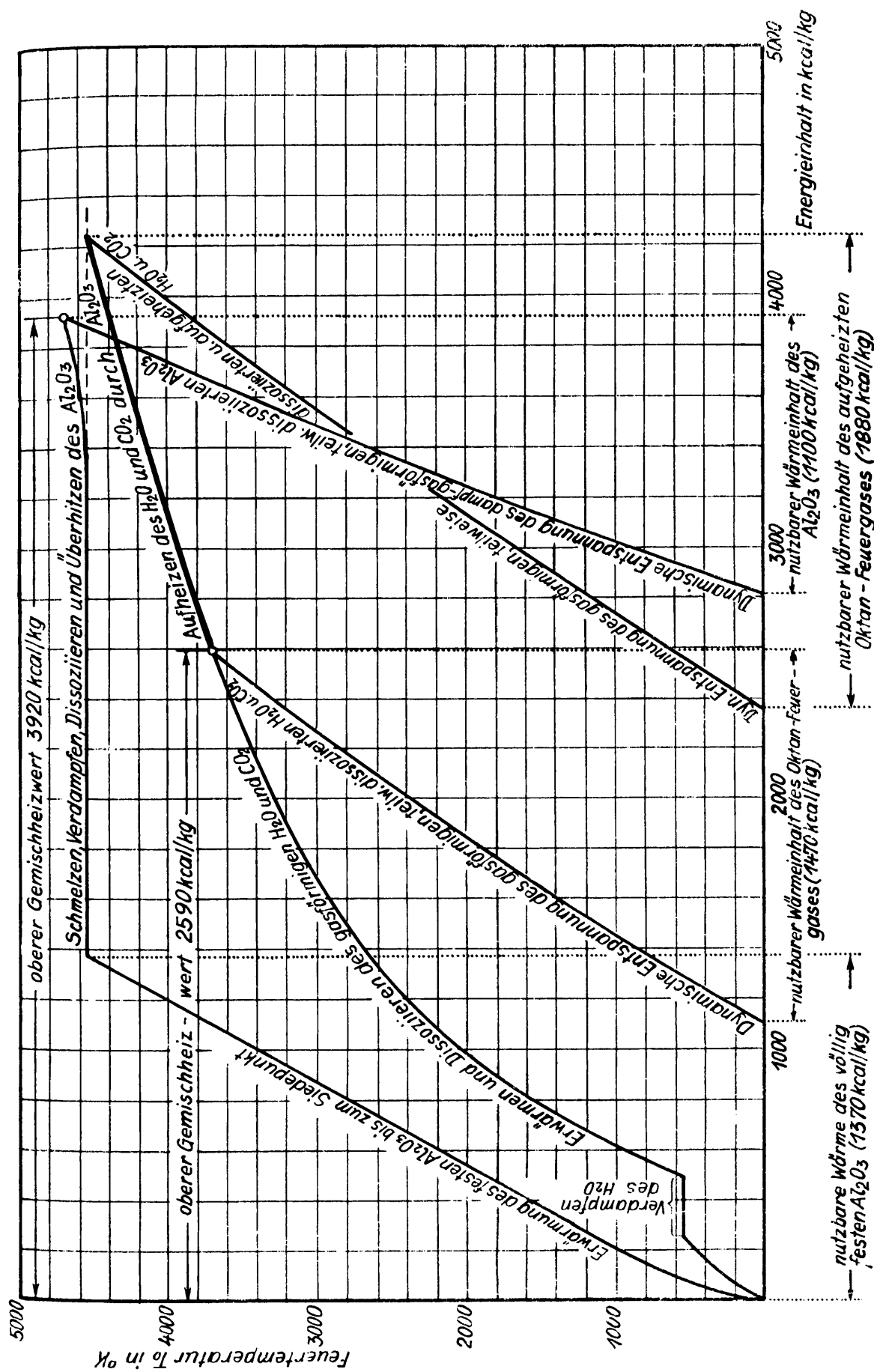


Abb. 21: Energie - Temperatur - Diagramm des Aluminium- bzw. Kohlenwasserstoffbrandes in Sauerstoff bei 100 at Feuerdruck und statischem Gasverhalten.

dass die Verbrennungsendtemperatur des Oktans mit 3700°K um rund 830° tiefer liegt als die Verdampfungstemperatur des Al_2O_3 . Nimmt man nun an, dass gleichzeitig eine gleich grosse Menge stöchiometrischen Gemisches von Oktan-Sauerstoff und von Aluminium-Sauerstoff verbrannt werden, dass zwischen beiden Feuermassen praktisch relaxationsfreier Wärmeaustausch zwischen allen Molekülen stattfindet und dass sich schliesslich die beiden Feuermassen chemisch nicht in merkbarem Mass beeinflussen, so kann man an Hand der beiden Kreisprozesse deutlich erkennen, dass aus dem höheren Temperaturniveau des Al_2O_3 Energie an das kältere Oktanfeuegas fliessen muss. Dieses wird hauptsächlich auf Kosten der Dissoziations- und Verdampfungswärmen des Aluminiumfeuegases so lange aufgeheizt, bis die Verdampfungstemperatur des Al_2O_3 von 4530°K erreicht ist. Nach dem Temperatúrausgleichsprozess ist der nutzbare Wärmeinhalt des Oktanfeuegases beträchtlich angewachsen, während der Wärmeinhalt des Aluminiumfeuegases keine merkbare Änderung erfahren hat, d.h. der Wärmeinhalt und die maximale Auspuffgeschwindigkeit dieser 70%-igen Aluminium-Oktan-Dispersion sind grösser als jene des Aluminiums oder des Oktans für sich allein. Die Vorteile des kombinierten Brandes sind also folgende:

1. Die Feuergastemperatur der Dispersion hat sich nicht auf einen Wert eingestellt, der etwa halbwegs zwischen den Feuergastemperaturen der einzelnen Komponenten liegt, vielmehr hat das gesamte Feuegas die Verdampfungstemperatur des Al_2O_3 erreicht. Die dazu notwendige Energie ist auf Kosten der nutzlosen Dissoziation und Verdampfung des Al_2O_3 bereitgestellt worden.
2. Durch den Temperatúrausgleich zwischen beiden Kraftstoffen der Dispersion ist die an sich nicht grosse Dissoziation des Al_2O_3 vermindert worden, während die Dissoziation des Oktanfeuegases merkbar zugenommen hat. Damit ist die durchschnittliche spezifische Wärme $c_p = J_0/T_0$ des Feuegases angewachsen, wie man aus der geringeren Neigung der Entspannungslinie des aufgeheizten Oktanfeuegases erkennt. Beide Umstände bewirken eine Vergrößerung des Wärmeinhaltes $J = c_p T_0$.

Weiter bemerkt man, dass durchaus nicht die hier zufällig als Beispiel gewählte 70%-ige Dispersion, also mit gleichen

Gewichtsteilen Aluminiumfeuegas und Oktanfeuegas, die günstigen Ergebnisse hinsichtlich c_{\max} bringen muss. Die beste Aluminium-Oktan-Dispersion wird vielmehr jene sein, die gerade soviel Aluminium enthält, als zum Aufheizen der Gesamtmasse bis zur Verdampfungstemperatur des Al_2O_3 notwendig ist. Der obere Gemischheizwert des Aluminiums wird in diesem Fall voll ausgenützt, weil kein Metalloxyd verdampft. Die vollständig gewonnene Verdampfungs- und Dissoziationswärme des Al_2O_3 wird zur Erhöhung des Wärmeinhaltes und der Dissoziation des Oktanfeuegases verwendet. Diese besten Verhältnisse treten bei 60,5%-iger Aluminium-Oktan-Dispersion ein.

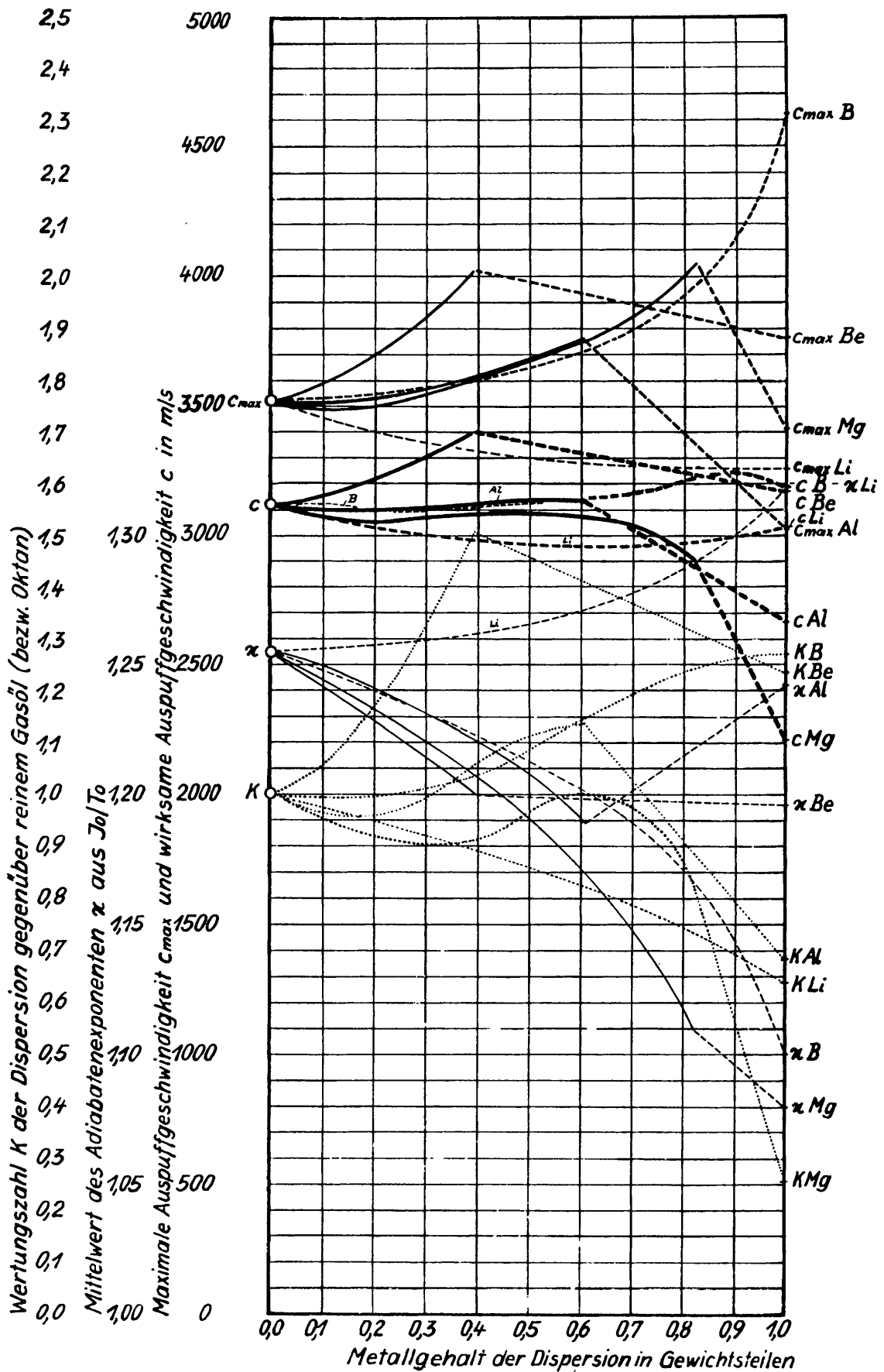
Die Überlegungen anlässlich einer Aluminium-Oktan-Dispersion lassen sich sinngemäss auf die übrigen Leichtmetalle ausdehnen. In Abbildung 22 sind für Beryllium-, Bor-, Lithium-, Aluminium- und Magnesium-Dispersionen über verschiedenem Metallgehalt die wichtigsten Kennwerte der Feuegase bei 100 at Ofendruck eingezeichnet, wie maximale Auspuffgeschwindigkeiten, mittlere Adiabatenexponenten, wirksame Auspuffgeschwindigkeiten für Flugzustand und Wertungszahlen K. In dieser Darstellung zeigt sich, dass die Sonderbrennstoffe, deren Oxyd-Siedepunkte tiefer liegen als die Verbrennungsendtemperatur des Oktans, z.B. Bor und Lithium, die spezifische Dispersionswirkung nicht zeigen. Bei ihnen laufen die c_{\max} -, α - und c-Linien ohne Maximum durch, d.h. die Dispersion ist nicht günstiger als der bessere ihrer Bestandteile für sich allein. Für die übrigen Stoffe Beryllium, Aluminium und Magnesium betragen die Kennwerte bei der optimalen Zusammensetzung im einzelnen:

bei Beryllium-Kohlenwasserstoff-Brand mit 39 Gewichts-% Metallgehalt
 $c_{\max} = 4100 \text{ m/sec}$; $\alpha = 1,20$; $c = 3400 \text{ m/sec}$; $K = 1,51$; $E = 1557 \frac{\text{kcal}}{\text{dm}^3}$;

bei Aluminium-Kohlenwasserstoff-Brand mit 60,5 Gewichts-% Metallgehalt
 $c_{\max} = 3760 \text{ m/sec}$; $\alpha = 1,189$; $c = 3140 \text{ m/sec}$; $K = 1,14$; $E = 1453 \frac{\text{kcal}}{\text{dm}^3}$;

bei Magnesium-Kohlenwasserstoff-Brand mit 60 Gewichts-% Metallgehalt
 $c_{\max} = 3725 \text{ m/sec}$; $\alpha = 1,171$; $c = 3080 \text{ m/sec}$; $K = 1,00$; $E = 1330 \frac{\text{kcal}}{\text{dm}^3}$;

Zusammenfassend kann gesagt werden: der Sonderstoff Magnesium bietet, in Kohlenwasserstoff dispergiert, keine Vorteile vor reinem Kohlenwasserstoff. Die Sonderstoffe Aluminium und Beryllium weisen



b. 22; Eigenschaften der Metall-Gasöl-Dispersionen über dem Metallgehalt bei 100 at Ofendruck.

einen breiten Dispersionsbereich auf, in dem sie dem reinen Kohlenwasserstoff bis zu 14% bzw. 51% überlegen sind. Wegen ihrer leichten Beschaffbarkeit wird dabei am ehesten die Aluminium-Dispersion Bedeutung in der militärischen Raketenflugtechnik erlangen können, während die Beryllium-Dispersion für Sonderzwecke in Frage kommen kann. Alle Untersuchungen beschränkten sich auf stöchiometrische Mischungsverhältnisse, sodass auch noch die Möglichkeit offensteht, durch andere Mischungsverhältnisse bessere Gegebenheiten hinsichtlich K oder c zu erreichen.

Die Herstellung 60%-iger Aluminium-Gasöl-Dispersionen, die mehrere Wochen ohne Umrühren gebrauchsfähig bleiben und durch Kreisel-pumpen noch gut förderbar sind, gelang bereits nach Vorschlägen von H. Troitzsch und E. Russer durch zwei Massnahmen:

1. Erhöhung der Viskosität des Gasöls durch Auflösung verschiedener Stoffe, wie fettsaurer Metallsalze, Wachse, Fette, Kautschuk oder vieler Kunststoffe. Gute Erfolge zeitigten die Versuche mit natürlichem und künstlichem Kautschuk und ähnlichen, hochpolymeren Kohlenwasserstoffen, den Oppanolen. Die Oppanole haben den weiteren Vorteil, dass sie als reine Kohlenwasserstoffe keine Ballaststoffe enthalten, sondern mit hohem Heizwert vollständig verbrennen.

2. Verkleinerung der Teilchengrösse des Aluminiumstaubes bei möglicher Verhinderung von Oberflächenoxydation, da mit sinkender Teilchengrösse die Sedimentationsgeschwindigkeit und in den meisten Fällen auch die Viskosität abnimmt. Bei den grossen Metallmengen erschien eine Zerkleinerung durch Ultraschall unwirtschaftlich. Daher wurde der Staub in Kugelmøhlen unter Stickstoffatmosphäre gemahlen.

Im Zusammenhang mit der Verwendung von Flüssigsauerstoff als Partner aller bisher behandelten Raketenkraftstoffe wird das Problem der Lagerung sehr grosser Mengen dieses Stoffes wichtig. Wegen seines Siedepunktes von -183°C wird er durch die aus der wärmeren Umgebung ununterbrochen einflussende Wärme ständig im Sieden erhalten und entäussert sich dabei der aufgenommenen Energie wieder durch Verdampfen mit einer Verdampfungswärme von 51 kcal/kg, sodass der zurückbleibende Stoff seine

niedrige Temperatur aufrechterhalten kann. Die unerwünschte Verdampfung kann durch Herabsetzen der Wärmezufuhr aus der Umgebung vermindert werden, die im wesentlichen durch die flüssigkeitsberührten Behälterwände vor sich geht. Als erste Massnahme bietet sich daher die Verminderung der benetzten Behälteroberflächen durch Zusammenballung der zu lagernden Stoffmengen in einem einzigen Behälter und durch kugelähnliche Formgebung des Behälters. Der Wärmefluss durch die so erreichte Mindestoberfläche kann weiter eingeschränkt werden durch Anwendung der verschiedenen bekannten Wärmeisoliationsverfahren, von denen sich wärmedämmende Stoffe, besonders lockeres Pulver aus Magnesiumkarbonat mit einer praktisch erprobten Wärmeleitzahl von nur $\lambda = 0,027 \text{ kcal/mh}^\circ$, in grossen Schichtdicken gut bewährt haben. Bei der vorliegenden Temperaturspanne von $+20^\circ\text{C}$ auf -183°C gehen im Laufe eines 24-stündigen Betriebstages durch eine 1 Meter dicke, ebene Isolierschicht je Quadratmeter Tankoberfläche also 131 kcal, was einer Sauerstoffverdampfung von 2,57 kg je Tag und Quadratmeter Oberfläche entspricht. Mit diesen Zahlen wurden in Abbildung 23 für verschiedene Behältergrössen bis zu einer Million Tonnen Tankinhalt die täglichen Verdampfungsverluste für drei Stärken der Isolierungsschichten, nämlich 1 m, 5 m und 10 m, und unter Beachtung des räumlichen Wärmeflusses durch dicke Wände zusammengestellt.

Die Ergebnisse dieser Rechnung wurden bestätigt an einer Versuchsausführung eines Grossbehälters für Flüssigsauerstoff von 56 Tonnen Inhalt und durchschnittlich 2,6 m dicker Isolierschicht aus Magnesiumkarbonat. Dieser Behälter steht seit Sommer 1938 bei der Flugzeugprüfstelle Trauen in Betrieb; Erbauer ist die Aktiengesellschaft für Industriegasverwertung Berlin-Britz. Obwohl schon dieser, an den Bedürfnissen der Raketentechnik gemessen, noch kleine Behälter eine sprunghafte Entwicklung gegenüber allen bisher gebauten Flüssigsauerstoffbehältern darstellt und mit derartigen Abmessungen noch keinerlei Erfahrungen vorlagen, hat der Behälter vom ersten Betriebstag an einwandfrei gearbeitet. Seine Verdampfung beträgt im Durchschnitt 140 kg/Tag, das ist genau der theoretisch erwartete Wert, wie die Eintragung mit Tankinhalt, Isolationsstärke

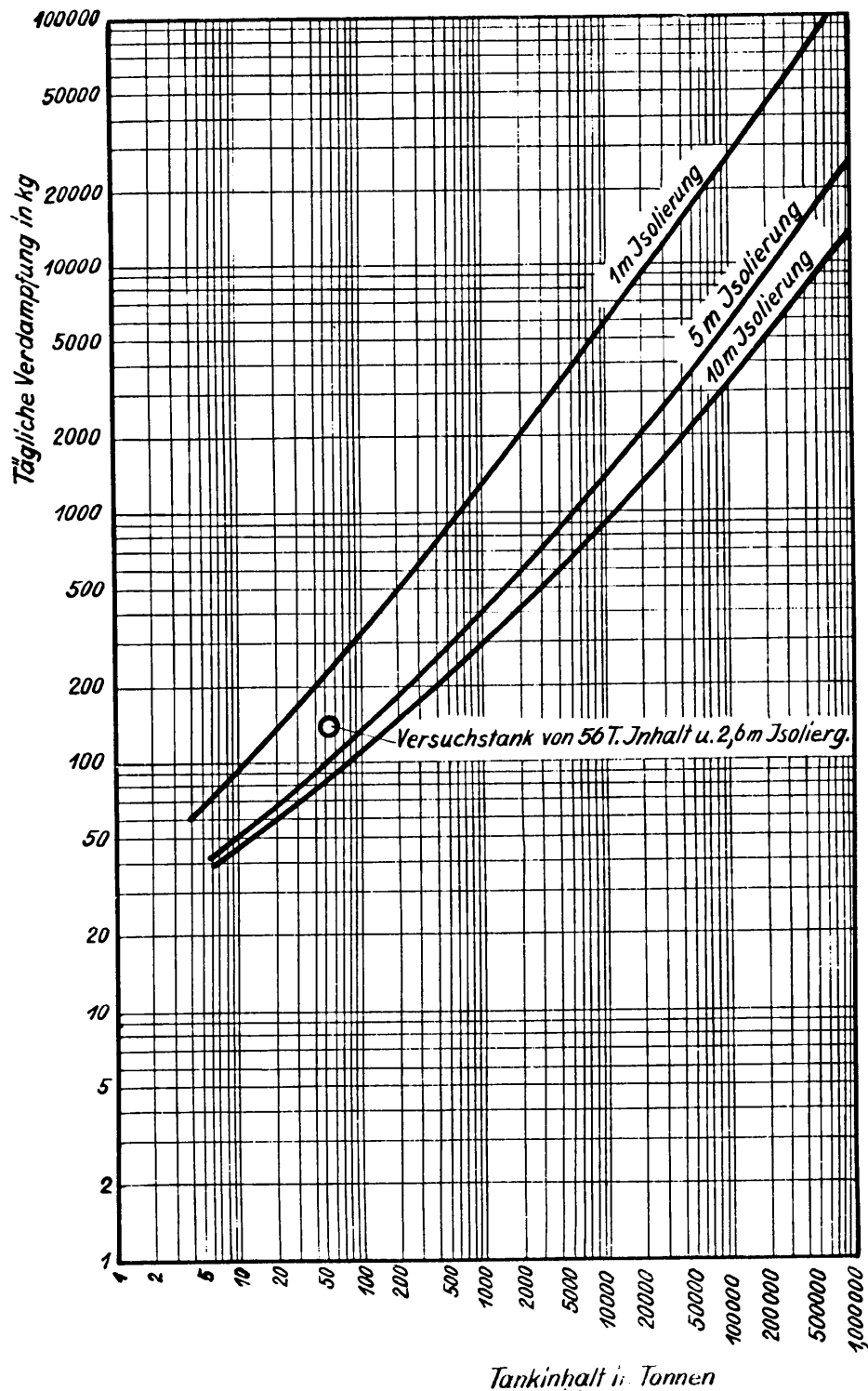


Abb. 23; Tägliche Verdampfungsverluste aus zylindrischen Grossbehältern für Flüssigsauerstoff von verschiedenen Fassungsvermögen und verschiedenen Stärken des Isoliermantels aus anorganischen Isolierstoffen.

und Tagesverdampfung in Abbildung 23 zeigt. Im Lichtbild, Abbildung 24 ist der zylindrische Aussenmantel des Behälters von 8,6 m Höhe und 8,6 m Durchmesser zu erkennen. In diesem aus Stahl erbauten Aussenmantel hängt mittig der eigentliche Flüssigkeitsbehälter aus Messing mit 50 m^3 bzw. 56 Tonnen Flüssigkeitsinhalt. Der Zwischenraum beider Metallschalen ist durchschnittlich 2,6 m breit und locker mit fein pulverisiertem Magnesiumkarbonat ausgefüllt. Der ganze Behälter steht frei in einem unterirdischen Raum, damit man ihn von allen Seiten begehen und beobachten kann. Dieser Raum hat vollkommen normales Kellerklima, es konnte keine merkbare Temperaturabsenkung nachgewiesen werden. Auch der äussere Stahlmantel des Behälters hat normale Temperatur, die Luftfeuchtigkeit kondensiert an ihm nicht. Die Tagesverdampfung von 140 kg Sauerstoff wird in Ballonets aufgefangen und für den Versuchsbetrieb der Flugzeugprüfstelle und zur Versorgung von Schweisswerkstätten verwendet.

In Abbildung 25 ist das Schema eines Grossbehälters für eine Million Tonnen Flüssigsauerstoff skizziert, der bei 10 m Isolierungsstärke etwa 13000 kg tägliche Verdampfung hätte. Dieser Behälter würde also, einmal gefüllt und sich selbst überlassen, erst nach mehr als 200 Jahren vollständig leer geworden sein. Die tägliche Verdampfungsmenge wird sich durch einfaches Abfüllen auf Stahlflaschen und Lieferung an die Verbraucher verwerten lassen. Der zylindrische Innenbehälter aus Kupferlegierung hat einen Durchmesser von 103,5 m und einschliesslich der gewölbten Böden eine Höhe von 119 m. Der untere Abschluss ist als Hängboden gedacht, der in einem um den unteren Zylinderwand laufenden Ring hängt. Dieser Ring ist in passenden Abständen durch schlecht wärmeleitende Säulen gegen den Erdboden gestützt. Die obere Decke ist an dem äusseren Stahlmantel in zahlreichen Punkten aufgehängt zu denken. Um den Innenbehälter liegt die Isolierschicht aus lockerem Magnesiumkarbonatpulver, die am Seitenmantel und über der Decke durchwegs 10 m, unter dem Boden 15 m dick ist. Diese Isolierschicht wird aussen durch einen Stahlmantel begrenzt und gestützt, der in sich steif und tragfähig ist. Der gesamte dickwandige Behälter steht in einem zylindrischen, unterirdischen Eisenbetonbunker.

Der flüssige Sauerstoff kommt durch den links angedeuteten Einlass und wird mit dem Einlassrohr bis an den Behälterboden geführt, um während der Füllungsvorgänge möglichst wenig Bewegung in dem Sauerstoffteich anzufachen. Im höchsten Punkt des Behälters ist das Abzugsrohr für den verdampften, gasförmigen Sauerstoff vorgesehen, durch das am Spiegel des Vorrates immer normaler Luftdruck gewährleistet wird. Die Flüssigkeitsentnahme findet am tiefsten Punkt des Behälters statt. In gleicher Höhe mit diesem Entnahmepunkt steht rechts am Rande des Bunkers ein Pumpwerk, das die Flüssigkeit nach dem oberen Rande des Bunkers und durch den Flüssigkeitsauslass fördert.

Weitere Einzelheiten und Ausrüstungen des Behälters sollen hier nicht erörtert werden, doch ist dem Verhalten des flüssigen Sauerstoffes im Grossbehälter noch einige Aufmerksamkeit zu widmen. In dem bis zu 117 m tiefen Teich wächst der hydrostatische Druck mit der Tiefe, wie in Abbildung 25 rechts dargestellt, bis auf 13,1 atü. Die Siedetemperatur des Sauerstoffes hängt vom Druck ab, steigt also mit der Flüssigkeitstiefe, und zwar nach der ebenfalls eingezeichneten Siedepunktskurve von -183°C bei etwa 1 ata bis auf -144°C bei 14,1 ata. Trotz dieser Tatsache wird aber der gesamte Behälterinhalt die Siedetemperatur des Flüssigkeitsspiegels von -183°C ziemlich beibehalten. Denn, wenn sich die unteren Flüssigkeitsmassen auf höhere Temperaturen erwärmen als die oberen, wird ihre Dichte geringer und daher eine Thermosiphonströmung einsetzen, die die wärmeren Massen nach oben, also in Bereiche kleineren hydrostatischen Druckes bringt, wo sie wegen der Druckentlastung zu sieden beginnen und sich mit Hilfe der Verdampfungswärme des ausgeschiedenen Gases auf die Temperatur ihrer Umgebung abkühlen. Nachdem dieser Vorgang für jede beliebige Tiefenschicht gilt, wird die niedrigste Temperatur des Sauerstoffspiegels auch die Temperaturen aller tieferen Schichten zum selben Wert festlegen. Man wird an der tiefsten Stelle des Behälters also praktisch wirklich Flüssigkeit von -183°C Temperatur entnehmen können. Da das Erwärmen vor allem durch die seitliche Zylinderwand vor sich geht, wird die Umwälzung des Tankinhaltes so ablaufen, dass die erwärmten und siedenden

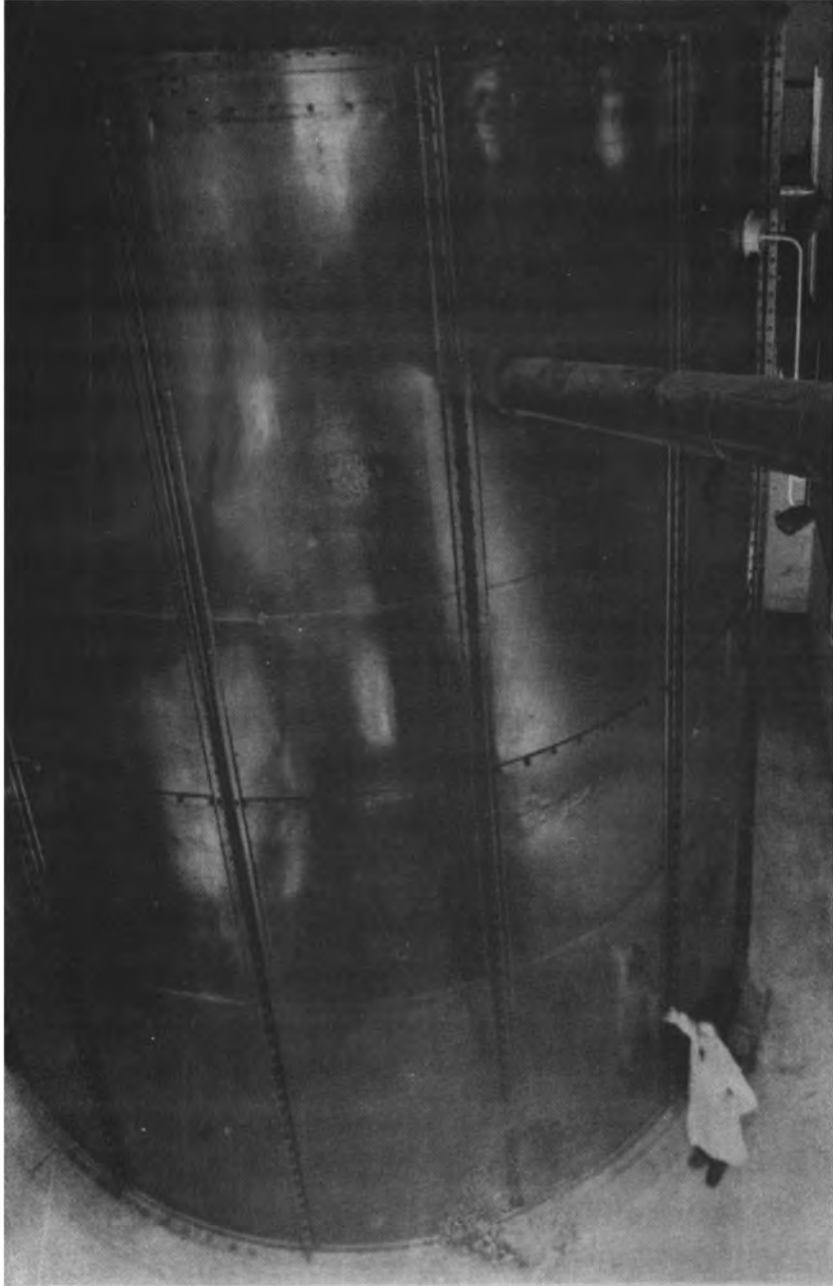


Abb. 24; Aussenansicht eines Flüssigsauerstoffbehälters von 56 Tonnen Inhalt, 2,6 m Isolierstärke und 140 kg täglicher Verdampfung.

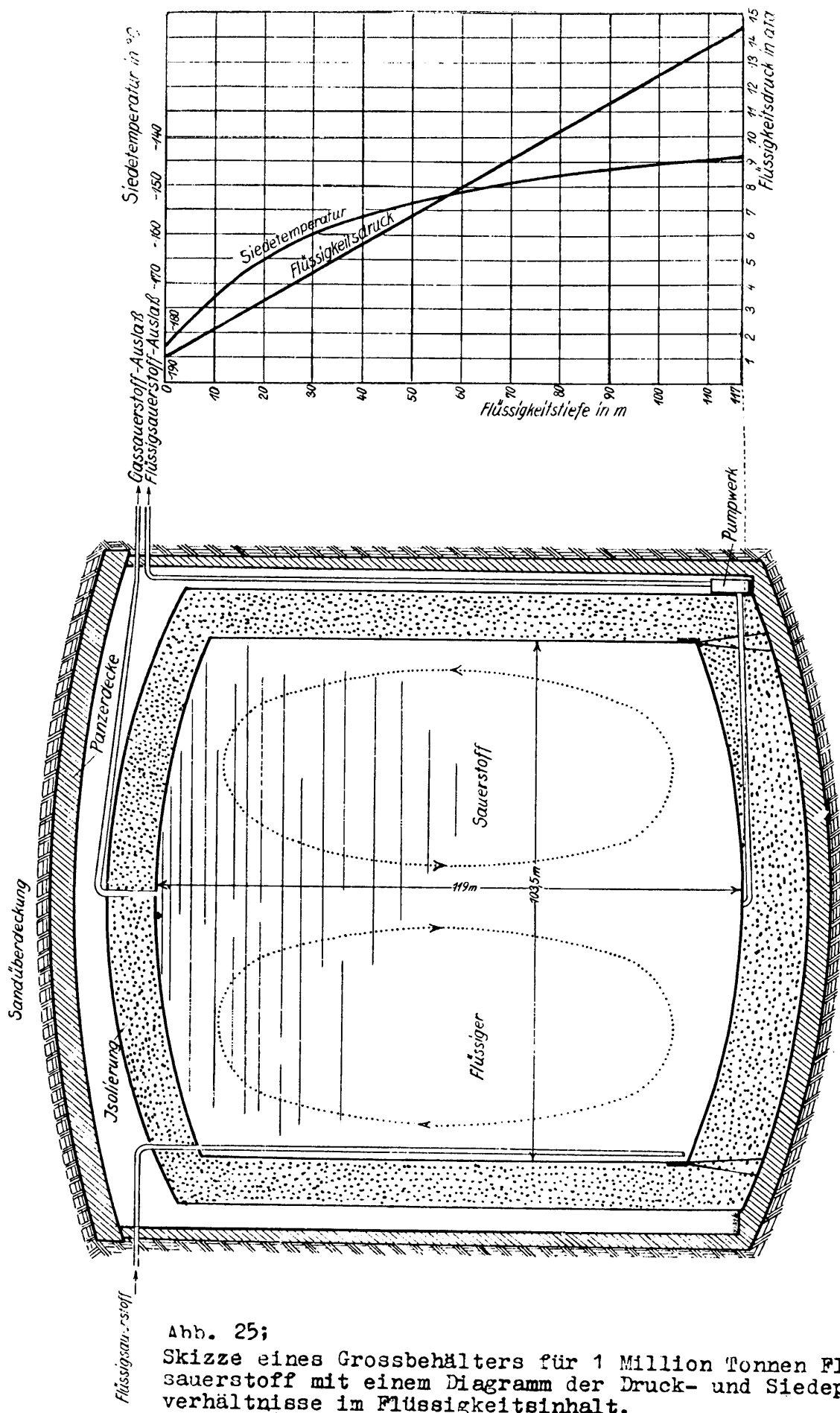


Abb. 25;
 Skizze eines Grossbehälters für 1 Million Tonnen Flüssig-
 sauerstoff mit einem Diagramm der Druck- und Siedepunkts-
 verhältnisse im Flüssigkeitsinhalt.

Flüssigkeitsmengen an der Wand hochsteigen und in der Mitte des Behälters kalte Massen nach unten sinken, sich also der in Abbildung 25 angedeutete torusartige Strömungskörper ausbildet.

Der hier in Bezug auf seine Verbrennungseigenschaften und seine Lagerbarkeit eingehend geschilderte Flüssigsauerstoff muss mit den bisher beschriebenen Kraftstoffen nicht notwendig die Kombination höchster Auspuffgeschwindigkeit darstellen. Daher sollen noch zwei an seiner Stelle besonders bemerkenswerte Vertreter gestreift werden, nämlich Fluor oder Ozon bzw. wenigstens mit Ozon angereicherter Flüssigsauerstoff.

Fluor käme nur für die Metallbrände in Frage. Die entsprechenden Metallfluoride zeigen zwar teilweise noch etwas höhere Bildungs- und niedrigere Verdampfungswärmen als die Oxyde, lassen also höhere Auspuffgeschwindigkeiten erwarten, doch werden sie wegen der technischen Schwierigkeiten, die der Ersatz des flüssigen Sauerstoffes durch flüssiges Fluor bietet, hier nicht näher behandelt.

Die Auswirkung eines reinen Ozonbrandes lässt sich am Beispiel des Oktans leicht überprüfen. Da Ozon selbst einen Energiebetrag von etwa 710 kcal/kg beim Zerfall zur Verfügung stellt, wächst der Gemischheizwert von 2587 kcal/kg beim reinen Sauerstoffbrand auf 3140 kcal/kg beim Ozonbrand an und damit die theoretische Auspuffgeschwindigkeit von $c_{th} = 4655$ m/sec um etwa 10% auf 5120 m/sec. Um einen ähnlichen Hundertsatz würde bei Anwendung reinen Ozons auch die wirksame Auspuffgeschwindigkeit wachsen.

Um die Frage der raketenflugtechnischen Verwendbarkeit des Ozons zu prüfen, wurden von H. Schumacher - Frankfurt Untersuchungen in kleinem Masstab mit folgenden wichtigsten Ergebnissen angestellt:

Sowohl die gasförmige, als auch die flüssige Phase reinen Ozons sind unter den flugtechnischen Anwendungsbedingungen explosionsgefährlich und zunächst technisch unverwendbar. Gasförmige Ozon-Sauerstoff-Gemische von Normaltemperatur und Atmosphärendruck sind in Rohrleitungen und Kugelvolumen von einer Ozonkonzentration beginnend bei etwa 10 Gewichts-% an reaktionsfähig, wenn die

Reaktion durch glühende Körper eingeleitet wird, doch setzt sich die eingeleitete Reaktion erst bei Ozonkonzentrationen von etwa 17 Gewichts-% an auf die gesamte vorhandene Ozonmenge fort. Aber auch dabei bleiben die Druckwirkungen der Reaktion noch so mässig, dass sie Maschinen und Armaturen zugemutet werden dürfen. Die Drucksteigerungen liegen in der Grössenordnung von 2 at. Erst bei Ozonkonzentrationen von 40 - 50 Gewichts-% treten Leuchterscheinungen auf, und die Drucksteigerungen wachsen auf 6 - 10 at.

Flüssige Ozon-Sauerstoff-Gemische von Atmosphärendruck und zugehöriger Siedetemperatur scheinen von etwa 25 Gewichts-% Ozonkonzentration an zur Explosion mit heftiger Zerstörungswirkung zu neigen, wenn eine darüber befindliche gasförmige Ozonphase mit Leuchterscheinung explodiert. Die Mischbarkeit von flüssigem Ozon mit flüssigem Sauerstoff und die Siedetemperatur dieser Mischung sind durch Bestimmung des Löslichkeitsdiagrammes und des Siedediagrammes bei Atmosphärendruck soweit geklärt, dass über die Aufbewahrung grösserer Mengen der Mischung in offenen Behältern angenommen werden darf:

Mischungen bis zu 25 Gewichts-% Ozonkonzentration sind stabil, entmischen sich nicht und haben eine Temperatur von etwa -183°C . Da diese Mischungen auch explosions sicher zu sein scheinen, kommt ihnen in erster Linie technische Bedeutung zu. Mischungen zwischen 25 und 55 Gewichts-% sind nicht stabil, sie zerfallen in eine schwerere, dunkelviolette, ozonreichere ($> 55\% \text{O}_3$) und zu Boden sinkende Phase und in eine leichtere, hellblaue, sauerstoffreichere ($> 75\% \text{O}_2$), oben schwimmende Phase. Die absinkende Phase ist vermutlich explosionsgefährlich. Mischungen mit über 55 Gewichts-% Ozonkonzentration sind wieder stabil, jedoch explosionsgefährlich und technisch zunächst ohne Bedeutung.

Bei erhöhten Drücken wird die kritische Lösungstemperatur von $-179,5^{\circ}\text{C}$ bald überschritten, sodass dann keine Mischungslücke mehr besteht. Längere Zeit aufbewahrte Flüssigozon-Flüssigsauerstoff-Gemische reichern sich durch rascheres Ausdampfen des Sauerstoffes mit Ozon an, sodass der damit entstehenden Explosionsgefährlichkeit des Tankinhaltes durch O_2 -Zusatz entgegen-

gewirkt werden muss. Die über dem ruhenden Flüssigkeitsspiegel entstehende Gasphase erreicht die kritischen Ozonkonzentrationen von 40 - 50 Gewichts-% erst bei einer Ozonkonzentration von fast 90 Gewichts-% in der flüssigen Phase, sodass die Verdampfungsprodukte von flüssigen Ozon-Sauerstoff-Gemischen mit bis zu 25 Gewichts-% Ozongehalt auch bei stürmischer Verdampfung an nicht abgekühlten Maschinenteilen kaum gefährlich sind. In Abbildung 26 ist das Verhalten der Flüssigozon-Flüssigsauerstoff-Lösungen schaubildlich dargestellt.

Einige andere Sauerstoffträger sind im ersten Band dieses Buches erwähnt, zwei von ihnen, Wasserstoffsuperoxyd und Salpetersäure, haben für gewisse raketentechnische Zwecke inzwischen praktische Bedeutung erlangt.

Ausser den drei bisher behandelten unselbständigen Raketenkraftstoffgruppen, der Kohlenwasserstoffverbrennung mit Sauerstoff oder Ozon, der Leichtmetallverbrennung mit Sauerstoff oder Fluor und der Kombination beider Gruppen in Form der Leichtmetall-Kohlenwasserstoff-Dispersionen ist noch eine vierte Gruppe selbständiger Kraftstoffe denkbar, die z.B. die Wärmetönung der Verbindung einatomiger Stoffe zu ihrem Molekül^{ausnützt} Hierzu gehören:

der atomare Stickstoff [9] ,

$2 \text{ N} = \text{N}_2 + 6050 \text{ kcal/kg}$ [11], $c_{th} = 7120 \text{ m/sec}$;

und der atomare Wasserstoff,

$2 \text{ H} = \text{H}_2 + 51400 \text{ kcal/kg}$ [11, 32] , $c_{th} = 20800 \text{ m/sec}$.

Da die Lebensdauer dieser instabilen Stoffe sehr gering ist (die Lebensdauer des aktiven Wasserstoffes wird mit höchstens 10 Sekunden angegeben [9, S.253]), müssten Arbeiten auf diesem Teilgebiet der Raketenkraftstoffforschung zunächst in folgender Richtung vorgenommen werden: 1. Klärung der grundsätzlichen Wege zur Verlängerung der Lebensdauer des aktiven Stickstoffes oder Wasserstoffes.

2. Ermittlung des Ganges der Lebensdauer mit der Temperatur und dem Druck, besonders in Richtung sehr tiefer Temperaturen.

3. Gegebenenfalls Entwicklung eines Verfahrens zur Anreicherung flüssigen bzw. festen Stoffes mit der einatomigen Modifikation.

Wenn auch die Schwierigkeiten dieser Arbeiten sehr gross und die Wahrscheinlichkeit eines technisch verwertbaren Erfolges sehr klein sein mögen, ist doch zu beachten, dass z.B. bei der 10- bis 20-fach höheren Energiekonzentration des H gegenüber allen jetzt zugänglichen Kraftstoffen, ferner bei den günstigen spezifischen Wärmen, bei den hohen α -Werten, d.h. hohen Düsenwirkungsgraden, bei den hohen Reaktionsgeschwindigkeiten, also hohen Ofenwirkungsgraden in kleinen Ofenräumen, und endlich dem höchst diathermen Verhalten, d.h. geringer thermischer Beanspruchung der Ofenwände durch den Wasserstoff, schon Teilerfolge, z.B. eine nur 10%-ige Anreicherung von H in H_2 , etwa durch Auflösung von gasförmigem H in flüssigem H_2 , von ausserordentlicher technischer Bedeutung wären. Für den Grenzfall 100%-iger N- bzw. H-Konzentration als Ausgangsstoff der Verbrennung wurden für 100 at Ofendruck folgende Kennwerte errechnet:

$$\begin{array}{llll} N_2: & T_0 = 8260^\circ K; & \alpha = 1,49; & \sqrt{\eta_D} = 0,97; \quad c = 4690 \text{ m/sec;} \\ H_2: & T_0 = 5500^\circ K; & \alpha = 1,49; & \sqrt{\eta_D} = 0,97; \quad c = 14100 \text{ m/sec.} \end{array}$$

Für atomaren Wasserstoff sind diese Werte in Abbildung 27 auch über weiteren Feuerdrücken eingezeichnet. Die ausserordentlichen Eigenschaften des aktiven Wasserstoffes treten auch noch dadurch hervor, dass die Wahrscheinlichkeit durch Nachbrennen in der Düse erhebliche Teile der Dissoziationsenergie zurückzugewinnen zu können, hier besonders gross ist.

Endlich ist noch eine Gruppe von Kraftstoffen erwähnenswert, die durch Kernreaktionen zu Auspuffgeschwindigkeiten in der Grössenordnung von 10^6 bis 10^8 m/sec führen kann und neuerdings, z.B. durch die Vorgänge beim Zerplatzen von Urankernen in den technischen Gesichtskreis rückt [3].

Die rechnerischen Überlegungen dieses Abschnittes zum Auspuffgeschwindigkeitsproblem zusammenfassend, kann somit gesagt werden, dass mittels der stöchiometrischen Kohlenwasserstoffverbrennung in Sauerstoff an fliegenden Raketenmotoren mit etwa 100 at Ofendruck Auspuffgeschwindigkeiten über $c \approx 3100$ m/sec möglich sind. Bei Brennstoffüberschuss ergeben sich noch bis etwa 5% höhere Rechenwerte. Durch Anreicherung des Sauerstoffes mit Ozon

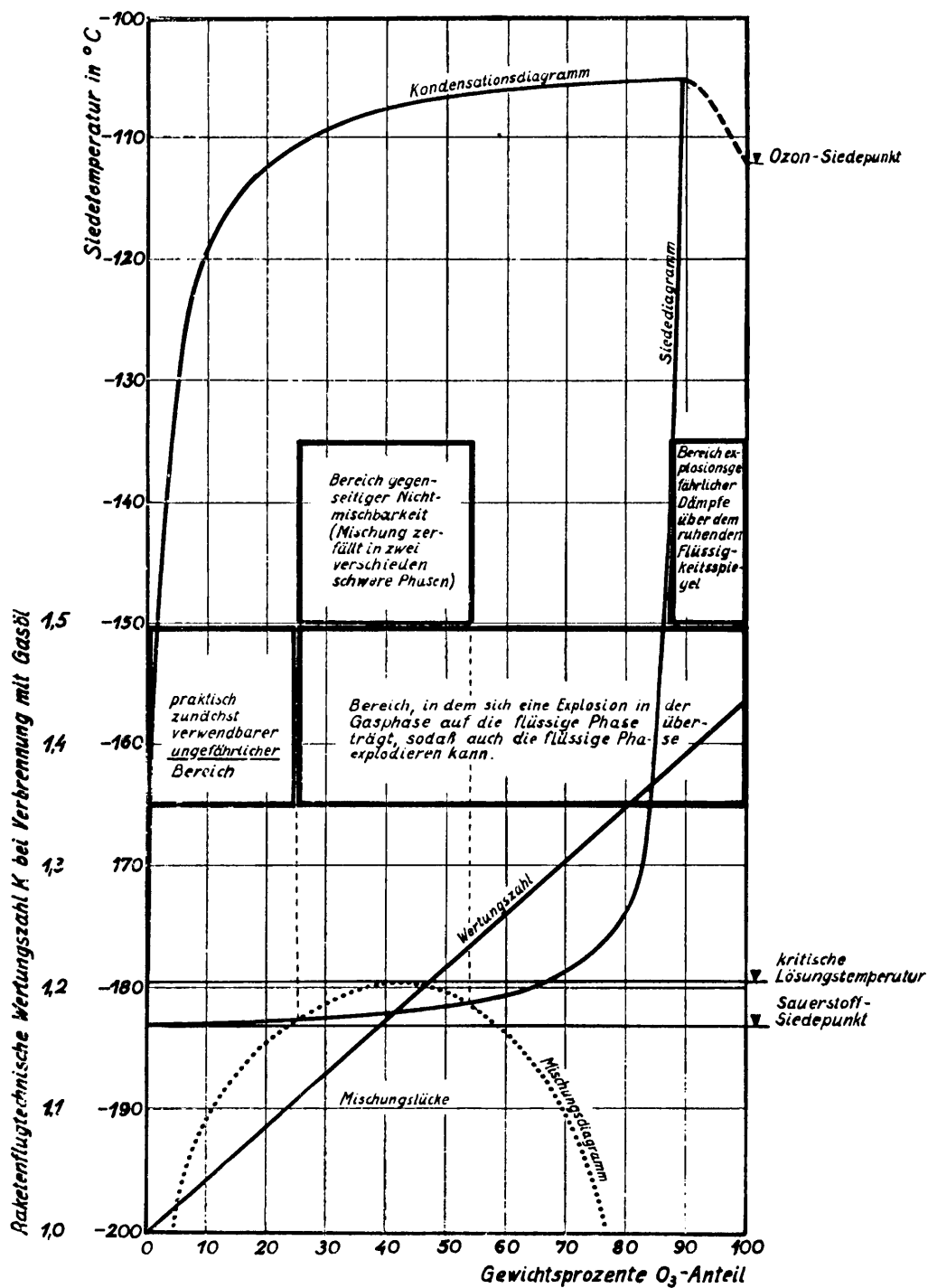


Abb. 26; Verhalten von Gemischen flüssigen Ozons und flüssigen Sauerstoffes bei 760 mm Druck nach Schumacher-Frankfurt.

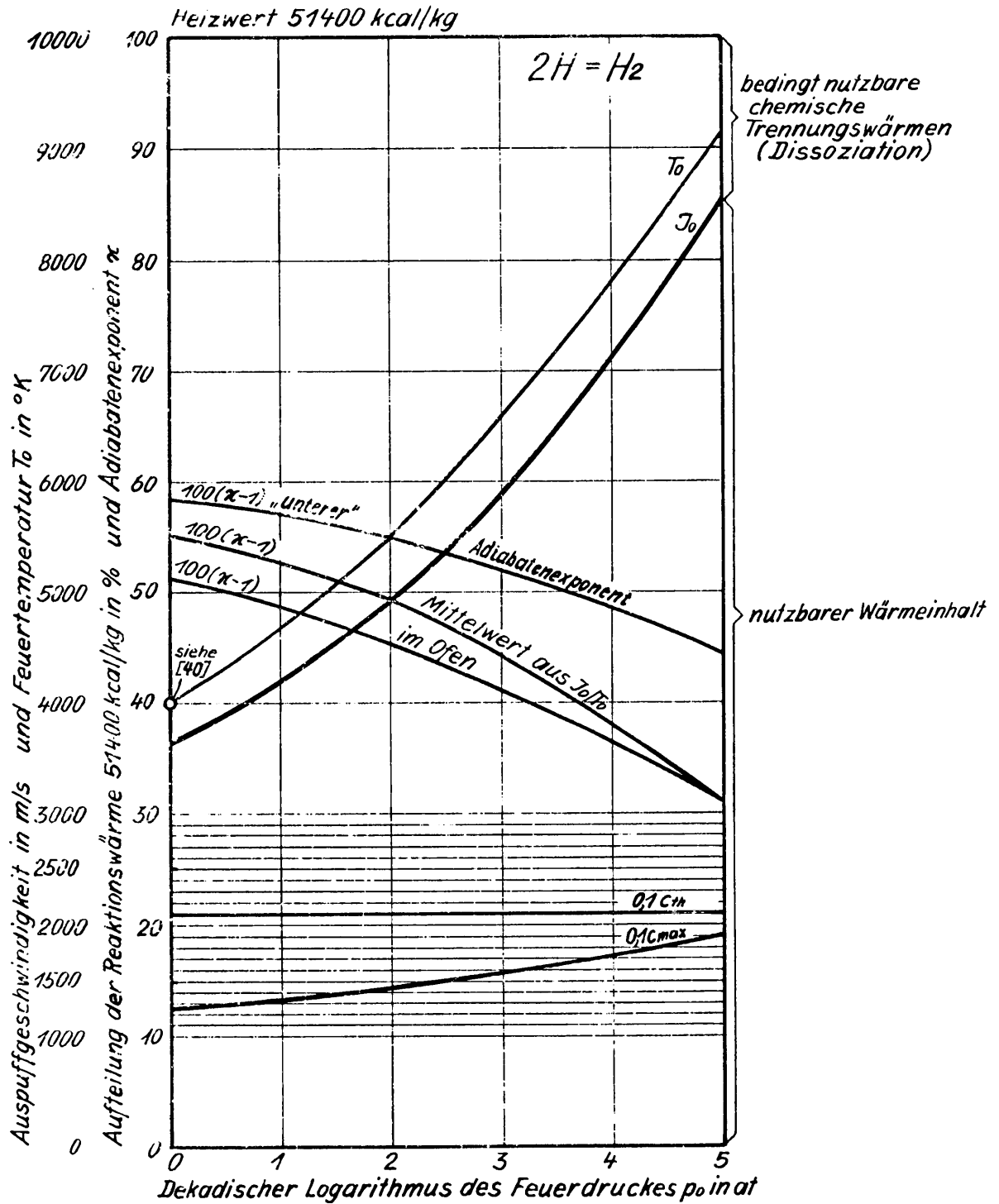


Abb. 27; Dissoziation, Wärmeinhalt, Feuertemperatur, theoretische und maximale Auspuffgeschwindigkeit und Adiabatenexponenten des Feuergases bei der Assoziation von aktivem Wasserstoff zu molekularem Wasserstoff mit statischen Gasgleichgewichten.

dürfte eine weitere Steigerung der Auspuffgeschwindigkeit bis gegen $c = 3400$ m/sec bei stöchiometrischem Brand möglich sein. Die Verwendung von Aluminium-Kohlenwasserstoff-Dispersionen mit flüssigem Sauerstoff verspricht ähnliche Auspuffgeschwindigkeiten, jedoch etwas günstigere Gewichtsverhältnisse im Flugzeug wegen der höheren Kraftstoffdichte. Die Verwendung von flüssigem Wasserstoff mit flüssigem Sauerstoff lässt am fliegenden Raketenmotor Auspuffgeschwindigkeiten von über 3800 m/sec und bei Beteiligung des Ozons bis über 4000 m/sec erwarten, während sich durch Zusatz atomaren Wasserstoffes noch höhere Werte ergäben. Bei der Berechnung der Flug- und Kriegsleistungen des Raketenbombers soll daher zunächst mit den Werten $c = 3000$ m/sec und $c = 4000$ m/sec gearbeitet werden. Um die Auswirkungen noch höherer Auspuffgeschwindigkeiten zu zeigen, wird daneben vergleichsweise auch mit $c = 5000$ m/sec gerechnet.

3. Eigenschaften der Zelle.

Die äussere Form des Raketenbombers ist in den Abbildungen 28, 29,³⁰ und 31 dargestellt und im nächsten Abschnitt theoretisch begründet. Der Bug des Flugzeugrumpfes besteht aus einem Ogival von 9,6 Kaliber Abrundungsradius, das längs seiner Achse eben durchgeschnitten ist, sodass eine ebene Unterfläche des Rumpfes entsteht. Zwischen den Flügeln geht das Halbogival in einen geräumigen Kasten mit senkrechten Seitenwänden über, während sich der Rumpf nach dem Heck hin unter ähnlicher Verkleinerung des mittleren Rumpfquerschnittes allmählich verjüngt. Die grosse, stumpfe Abschlussfläche des Rumpfheckes ist durch die Grösse der Feuerdüsenmündung des Raketenmotors bedingt. Die verhältnismässig kleinen Flügelstummel dienen hauptsächlich der Stabilisierung im Flug und der Landung und besitzen als Flügelschnitt das bekannte dreieckige Keilprofil mit einer grössten Dicke von $1/20$ der Tiefe in $2/3$ der Flügeltiefe [18, S. 170]. Diese eigenartigen Flugzeugformen entsprechen den Strömungsgesetzen bei sehr hohen Mach'schen Zahlen. Ein Einstellwinkel von Rumpf und Flügeln gegeneinander ist nicht notwendig, sodass bei der gewählten Tiefdeckeranordnung die tragenden, ebenen Flächen des Rumpfes und der Flügel ohne Störung ineinander

übergehen, wie besonders Abbildung 31 erkennen lässt. Für die Leitwerksflächen wurde ein symmetrischer, viereckiger Querschnitt gewählt, der ebenfalls im hinteren Drittel der Tiefe eine grösste Dicke von $1/20$ der Tiefe besitzt. Die Gesamtanordnung der Leitwerksflächen ist unabhängig vom Mitstrom des Raketenstrahls in der Umgebungsluft, weil Unterschallfluggeschwindigkeit und Wirkung des Raketenmotors nie gleichzeitig auftreten.

Die zweckmässige Grösse des Raketenbombers wurde als Kompromiss aus einer Reihe einander widersprechender Forderungen gewählt. Dafür, das Flugzeug so gross wie möglich zu bauen, sprechen die Umstände, dass dann das Verhältnis von Zuladung zu Leergewicht im allgemeinen günstiger wird, dass der Bau der zugehörigen, grösseren Raketenmotoren einfacher wird, dass die Kampfkraft eines Raketenbomber-Verbandes mit der Flugzeuggrösse wächst und die Zahl der erforderlichen, wertvollen Flugzeugführer je Transportleistungseinheit abnimmt. Rechnet man einige Vergleichsentwürfe im Bereich von 10 bis 1000 Tonnen Startgewicht durch, so zeigt sich, dass der Anteil des aerodynamischen Tragvermögens des Rumpfes bei der Landung mit wachsendem Fluggewicht aus geometrischen Gründen immer kleinere Teile des Gesamtgewichtes beträgt, also die Flügel verhältnismässig immer grösser werden müssen, sodass ihre Gewichte schliesslich überhandnehmen, ohne dass sie im Bereich hoher Mach'scher Zahlen eine wesentliche Gleitzahlverbesserung einbringen. Derartige Überlegungen führen zu einem günstig erscheinenden Startgewicht von 100 Tonnen, dem ein Leergewicht bei der Landung von 10 Tonnen zugehören soll. Damit müssen im Grenzfall 90 Tonnen Kraftstoffe mit etwa 76 m^3 notwendigem Tankraum untergebracht werden, der die in Abbildung 28 angegebenen Rumpfabmessungen bedingt.

Die Flügelabmessungen folgen aus der zugelassenen Flächenbelastung des Bombers. Das bereits kurz angedeutete Startverfahren mittels Raketenkatapult erlaubt praktisch beliebig hohe Flächenbelastungen, sodass trotz des Umstandes, dass vor der Landung das Fluggewicht durch Verbrauch aller Kraftstoffe und Abwurf aller Nutzlasten auf $1/10$ des Startgewichtes sinken soll, die Landegeschwindigkeit letzten Endes die Flügelgrösse bestimmt. Obwohl in Sonderfällen schon Landegeschwindigkeiten über 200 km/h angewendet

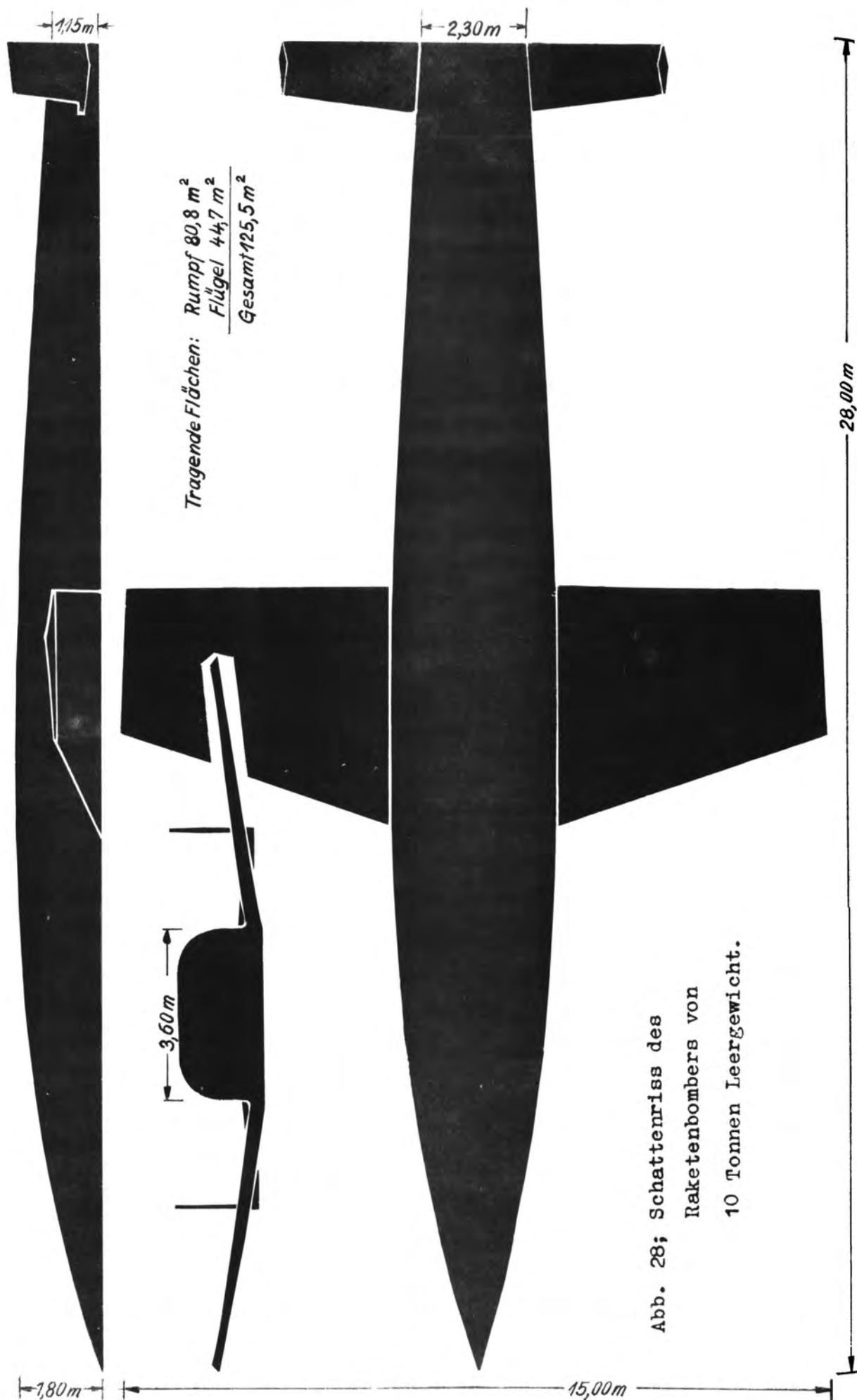


Abb. 28; Schattenriss des
Raketenbombers von
10 Tonnen Leergewicht.

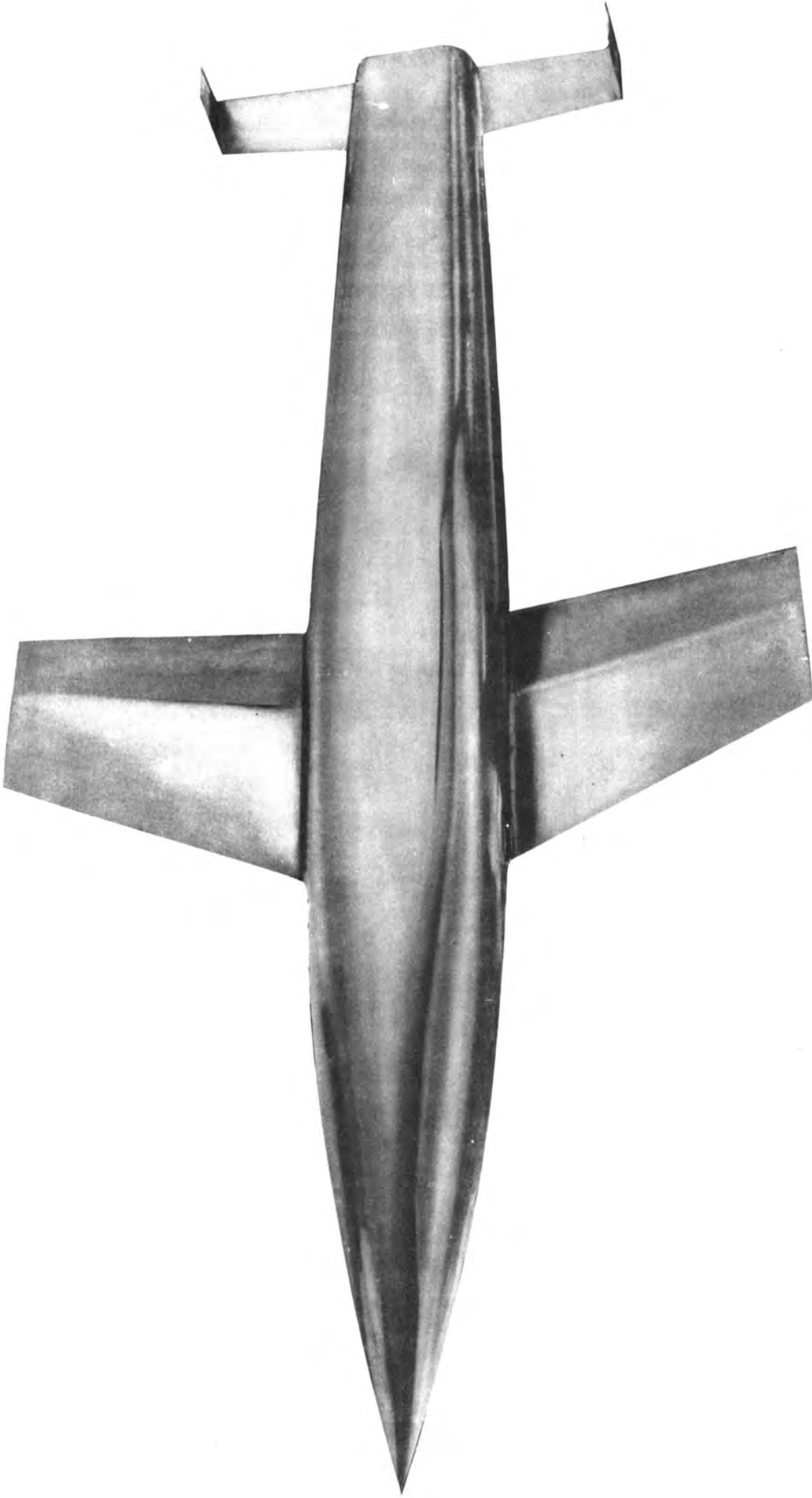


Abb.29; Aussere Form des Raketenbombers vor 10 Tornen Leergewicht, Ansicht von oben.

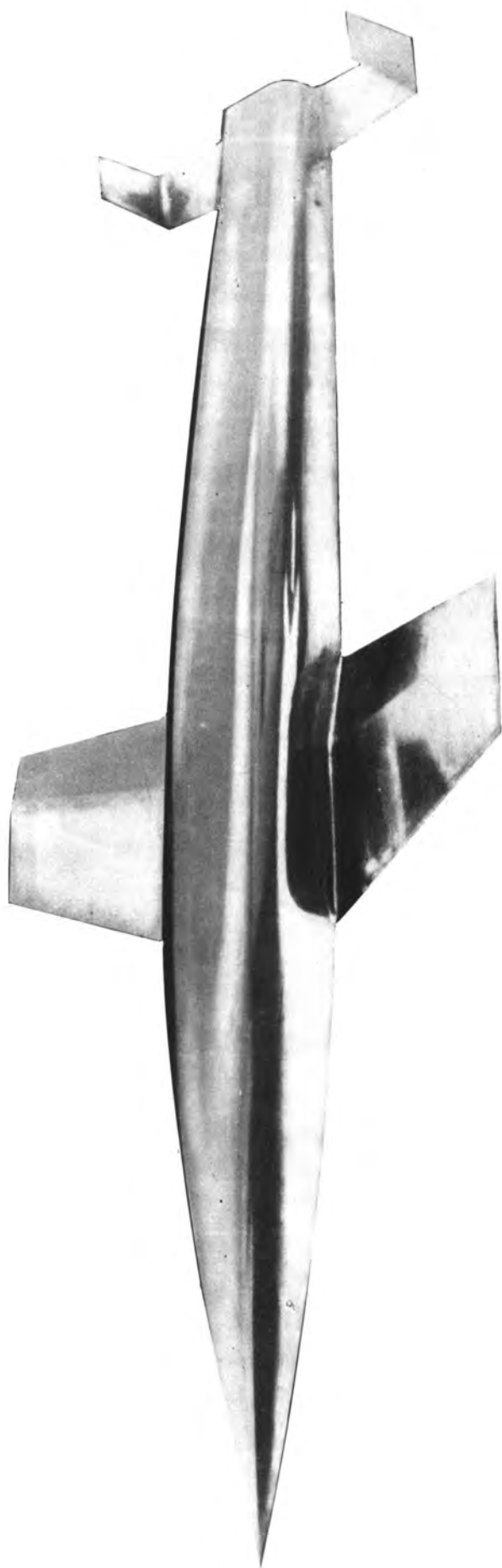


Abb. 30; Äussere Form des Raketenbombers von 10 Tonnen Leergewicht, perspektivische Ansicht von vorne-oben.

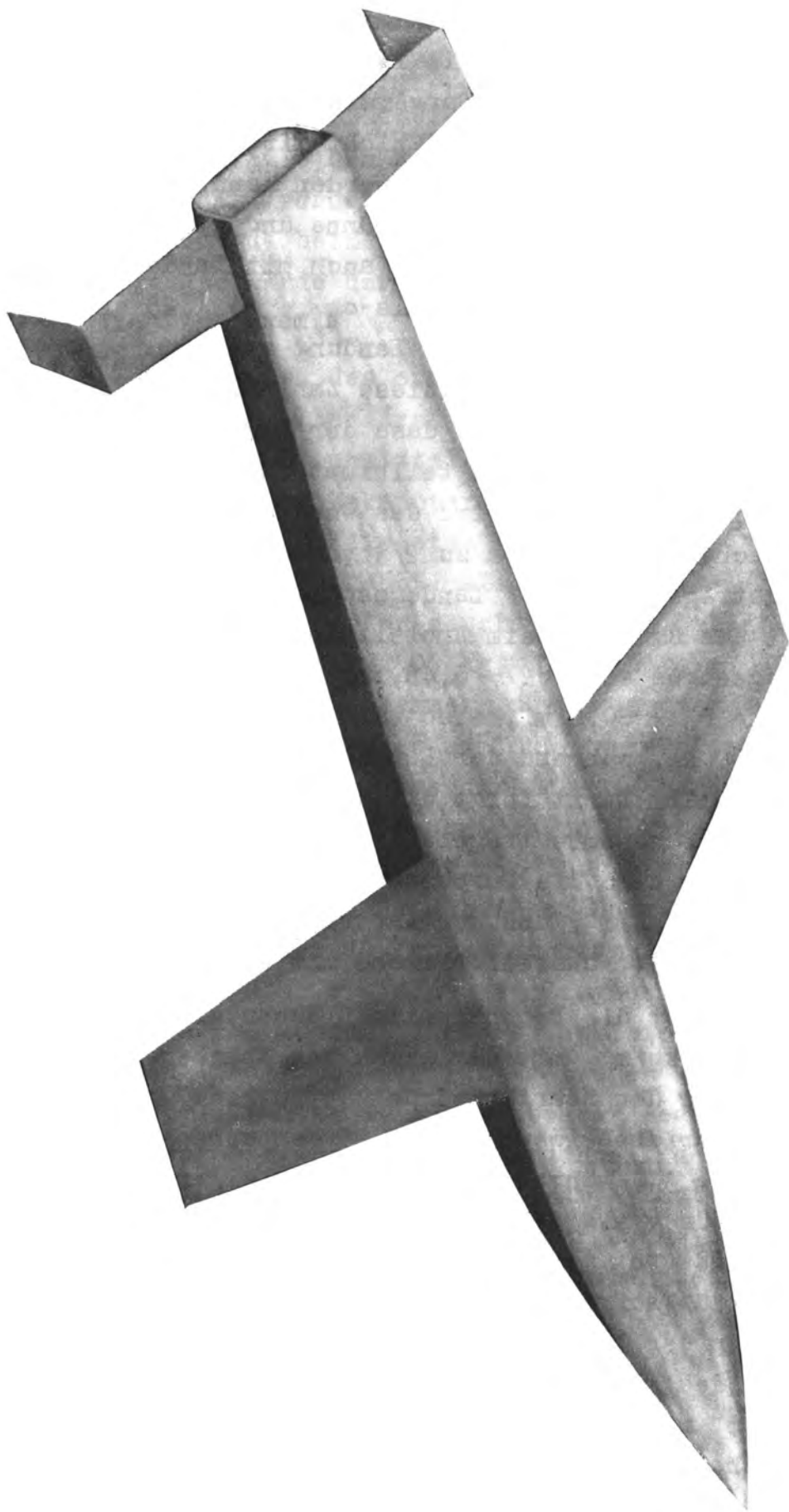


Abb. 31; Äussere Form des Raketenbombers von 10 Tennen Leergewicht, perspektivische Ansicht von rückwärts-unten.

werden, wird hier zunächst ein zulässiger Grenzwert derselben von nur 150 km/h gewählt, weil die Landung des Raketenbombers im allgemeinen als Segelfluglandung vorausgesetzt wird, und weil bei seinem Einsatz in grosser Zahl nicht mit der Fertigkeit ausgewählter Versuchspiloten gerechnet werden kann. Dazu gehört ein Staudruck q von 110 kg/m^2 . Das sehr dünne und wenig gekrümmte Flügelprofil lässt nach Abbildung 34 auch mit Landehilfen keine grösseren Höchstauftriebsbeiwerte als $c_{a \text{ max}} \doteq 1,25$ erwarten, womit die Flächenbelastung vor der Landung zu $q \cdot c_{a \text{ max}} \doteq 137,5 \text{ kg/m}^2$ begrenzt ist. Ausser durch diese Zahl ist die Flügelgrösse noch durch den Umstand bestimmt, dass der Rumpf am Tragvermögen des Gesamtflugzeuges wesentlich teilnimmt. Nach den Untersuchungen des nächsten Abschnittes wird das Gesamtgewicht bei sehr grossen Mach'schen Zahlen etwa zu $2/3$ vom Rumpf und zu $1/3$ von den Flügeln getragen. Bei der Landegeschwindigkeit ist der Auftriebsbeiwert des Rumpfes beim Anstellwinkel höchsten Auftriebes des Gesamtflugzeuges etwa $c_a \doteq 0,45$, mit der schon festliegenden Rumpftragfläche $F_R = 80,8 \text{ m}^2$, also sein Gesamttragvermögen $F_R \cdot c_a \cdot q \doteq 4000 \text{ kg}$, während der Landegewichtsrest von 6000 kg den Flügeln zufällt. Damit folgt die erforderliche Flügelgrösse zu rund 44 m^2 ; die gesamte tragende Fläche beträgt nach Abbildung 28 $125,5 \text{ m}^2$, also die Durchschnittsflächenbelastung $10000/125,5 = 79,7 \text{ kg/m}^2$, und der Auftriebsbeiwert bei der Landung $c_a = A/qF = 0,74$, übereinstimmend mit Abbildung 34.

Beim Start ist die Durchschnittsflächenbelastung zehnmal so hoch, also 797 kg/m^2 , mit der gewählten Abhebegeschwindigkeit von 500 m/sec der Startstaudruck 15930 kg/m^2 und der benützte Gesamtauftriebsbeiwert $c_a = 0,05$, entsprechend einem Anstellwinkel $\alpha \doteq 3^\circ$, während der Auftriebsbeiwert bei der besten Gleitzahl für $v/a \doteq 1,5$ etwa $c_a \doteq 0,173$ beträgt. Bei 3° Anstellwinkel und $v/a \doteq 1,5$ fallen vom Gesamtfluggewicht 100000 kg etwa 38% auf den Rumpf und 62% auf die Flügel; die Flächenbelastung der letzteren beträgt somit 1390 kg/m^2 . Nach dem Aufrichten des Flugzeuges auf den Anstellwinkel der besten Gleitzahl von 8° wird $c_a = 0,173$, also der Auftrieb bei $v/a \doteq 1,5$ zum Wegziehen des Flugzeuges 346000 kg , wovon auf die Flügel

bei $c_{aF} = 0,083$ rund 48% entfallen, entsprechend einer sicheren Flächenbelastung von 3720 kg/m^2 in diesem für die Flügelbeanspruchung massgeblichen Flugzustand.

Für andere Bauteile des Raketenbombers werden andere Belastungsfälle massgebend werden, z.B. für die Kraftstoffbehälter die Beschleunigungszustände beim Start, für Rumpf und Flugzeugführer die Beschleunigung am Ende der Aufstiegsbahn, ferner für Rumpf und Fahrgestell die Landung.

Bei der Abschätzung des erwähnten Verhältnisses von Leergewicht G nach Verbrauch aller Kraftstoffe und Abwurf aller Nutzlasten zum Fluggewicht G_0 unmittelbar nach dem Abheben vom Boden wurde ausgegangen von der bekannten Gewichtsaufteilung überladener Langstreckenflugzeuge, für die etwa gilt: Flugwerk 18%, Triebwerk 13%, Ausrüstung 3%, Zuladung 66%. also $G/G_0 = 0,34$. Die Hauptbauteile des Raketenbombers wurden geschätzt zu : Kabine 500 kg, Raketenmotor 2500 kg, Tragwerk 2500 kg, also 56 kg/m^2 , Rumpf 3250 kg, Leitwerk, Fahrgestell, Bombenkammern usw. zusammen 1250 kg, daher das Gesamtgewicht des Flugwerkes zu 7000 kg, während die Flugwerksgewichte üblicher Bombenflugzeuge ähnlicher Grössenverhältnisse bei etwa 3000 kg liegen. Dass das Flugwerk des Raketenbombers bei gleichen Abmessungen, aber 10-fach höherem Startgewicht nur rund 2,3 mal schwerer werden soll als das üblicher Bomber, liegt hauptsächlich daran, dass nicht das 10-fache, sondern nur ein 3- bis 4-fach höheres Startgewicht über die schweren Tragwerke, besonders der Flügel, geleitet wird, während der Rest unmittelbar und ohne wesentliche Zwischenbauglieder von der Luft getragen wird, und dass weiter die sicheren Lastvielfachen am Raketenbomber wegen der zufallsfreien Start- und Aufstiegsvorgänge nur ein Bruchteil der Lastvielfachen üblicher Bomber sind. Damit wird die gesamte Lastverteilung am Raketenbomber: Flugwerk 7%, Triebwerk 2,5%, Ausrüstung 0,5%, Zuladung 90%, also $G/G_0 = 0,1$. Alle daraus abgeleiteten Betrachtungen behalten ihre Gültigkeit auch bei höheren Eigengewichten des Bombers. Man bekommt dann die richtigen Leistungsangaben ohne weiteres, wenn die Bombenladung jeweils um den Betrag vermindert wird, um den das Flugzeug selbst schwerer als 10 Tonnen ist.

In den Abbildungen 32 und 33 ist schliesslich die Gesamtan-

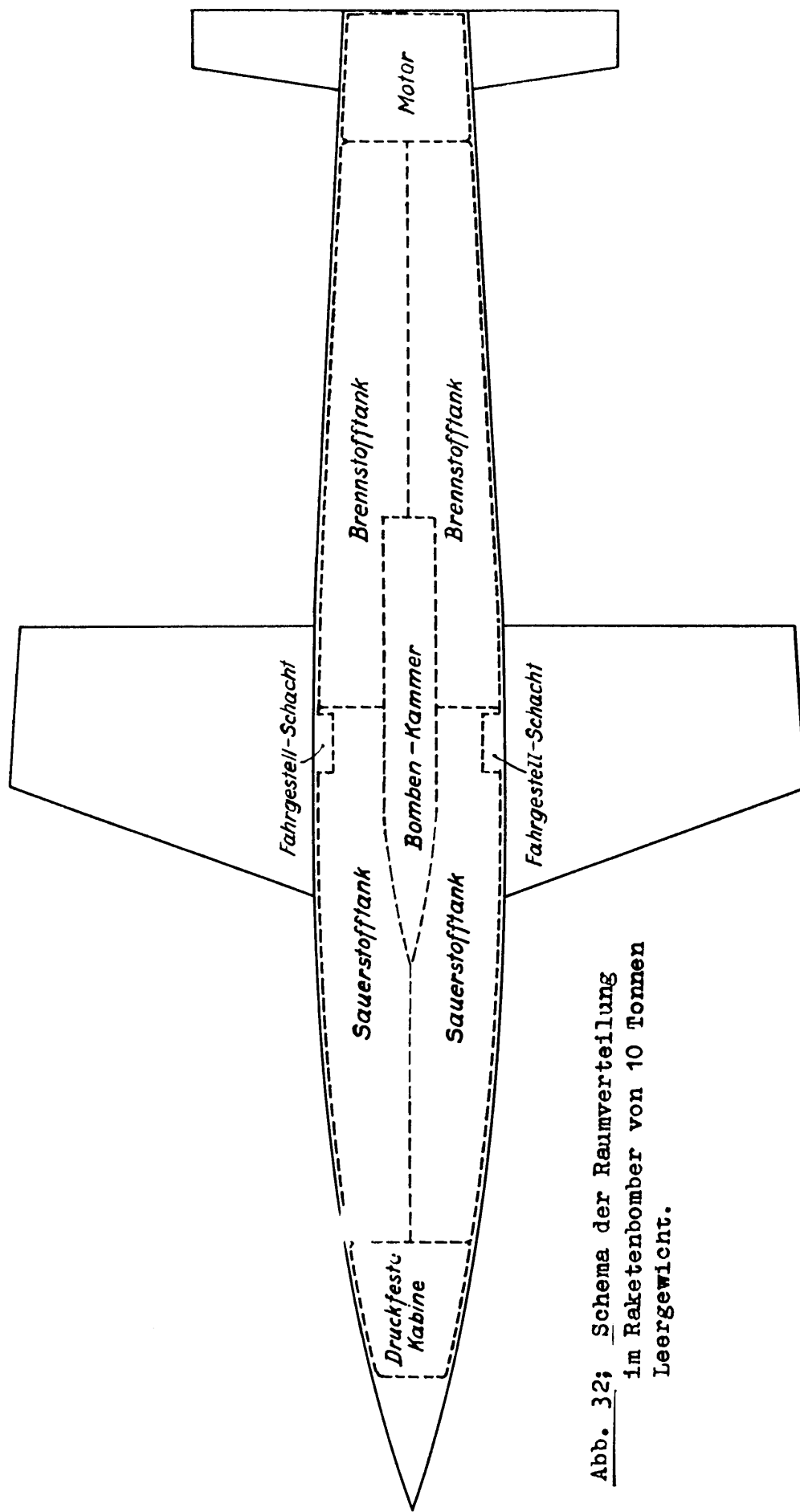


Abb. 32; Schema der Raumverteilung
im Raketenbomber von 10 Tonnen
Leergewicht.

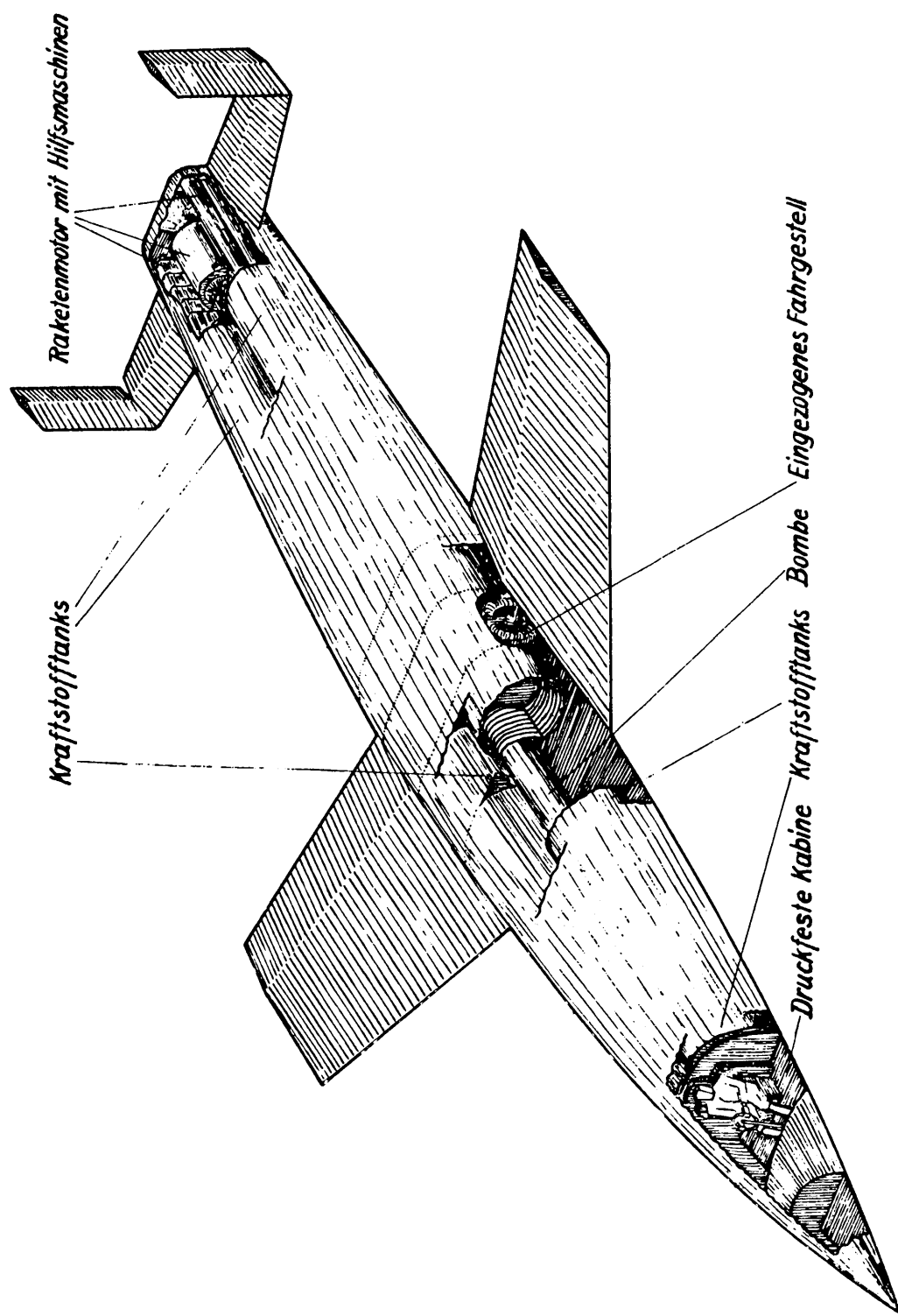


Abb. 33; Gesamtanordnung des Raketenbombers von 10 Tonnen Leergewicht.

ordnung des Raketenbombers nochmals in Skizzenform dargestellt.

Bei der Bildbetrachtung vom Bug des Flugzeuges ausgehend, ist zunächst ein nicht dargestelltes, einziehbares Bugrad vorgesehen, mit dem das zwischen den Flügeln in den Rumpf eingezogene Fahrgestell und der nicht dargestellte, einziehbare Sporn am Heck zusammenwirken. Das Bugrad dient dazu, bei der Landung des sehr langen Rumpfes eine verhängnisvolle Bodenberührung der Bugspitze bei allfälligen Stampfbewegungen des Flugzeuges sicher zu verhindern und um das mit 150 km/h an den Boden gebrachte Flugzeug, das wegen der kleinen Flügel dann kaum mehr Luftwiderstand findet, mit Hilfe des Fahrwerkes rasch abbremsen zu können. Hinter dem Bug sitzt die druckfest Kabine, in der sich der einzige Flugzeugführer aufhält. Sie ist gegen einen Innendruck von 0,4 bis 0,5 ata bei Aussenvakuum dicht und muss dem Führer trotzdem ein rasches Verlassen der Kabine im Gefahrenfall (z.B. nach dem Start) erlauben. Durch die festliegende glatte Aussenform sind die Sichtverhältnisse aus der Kabine sehr schlecht. Im freien Flug mit hoher Geschwindigkeit werden seitliche Sehschlitze und allenfalls optische Sehhilfen ausreichen. Für die Landung wird eine Art aufklappbarer Windschutzverkleidung anzubringen sein, da in diesem Flugzustand auf die Druckhaltung der Kabine ebenso wie auf die Einhaltung der strengen Ogivalform verzichtet werden kann. Eine weitere wesentliche Einrichtung der Kabine ist ein so ausgebildeter Führersitz, dass der Flugzeugführer den hohen, in Richtung der Flugzeuglängsachse wirkenden Beschleunigungen in der bestmöglichen Körperlage ausgesetzt wird, wobei nicht nur Körper und Kopf, sondern auch Beine und Arme gute Unterstützungsflächen finden müssen und trotzdem einige Schaltvorgänge auch in dieser Stellung vorgenommen werden können. Die übrige Ausrüstung der Führerkammer mit Instrumenten, Peil- und Funkgerät, Luftversorgung usw. ist nicht näher angedeutet. An die druckfeste Kabine schliessen nach rückwärts die Tankanlagen an, die aus den beiden grossen, das Haupttrumpftragwerk bildenden Röhren von je 20,5 m Länge und 1,8 m grösstem Durchmesser bestehen. Jede der Röhren bildet mit dem oberen äusseren Viertel ihres Umfanges ohne weiteres die Flugzeugaussenhaut, während die untere Umfanhälfte

und der obere einspringende Raum zwischen den Röhren so verschalt sind, dass insgesamt der vorgeschriebene kastenförmige Rumpfquerschnitt entsteht. Die Tankröhren sind aus konstruktiven und statischen Gründen durch Querwände mehrfach in die eigentlichen Tanks unterteilt. Diese Querwände haben einmal den Zweck, getrennte, hintereinander liegende Behälter von richtigem Fassungsvermögen für Brennstoff und flüssigen Sauerstoff so abzuteilen, dass jeder Kraftstoff immer symmetrisch zur Flugzeuglängsachse liegt, also möglichst wenig Wärmespannungen bzw. Wärmeverkrümmungen und sonstige Unsymmetrien auftreten, zum andern haben die Querwände den Zweck, den Flüssigkeitsdruck infolge der Flugzeugbeschleunigung am Rückende der Tanks durch Unterteilung der Flüssigkeits- "Höhe" herabzusetzen und zu verhindern, dass das Flugzeug beim allmählichen Leerwerden der Tanks stark schwanzlastig wird, und schliesslich sollen die Querwände dem dünnwandigen Rohrtragwerk die erforderliche Aussteifung geben und die Aufnahme der Wurzelmomente an den Flügelholmen sichern. Dabei wird es sich empfehlen, die Sauerstoffzellen der Tanks im vorderen Teil des Flugzeuges anzuordnen, damit der Zulaufdruck des Sauerstoffes zu den Pumpen möglichst hoch ausfällt. Zwischen den Flügeln und beiden Tankröhren liegt die Bombenkammer, eingerichtet für Geschosse mit bis zu 30 Tonnen Gewicht. Beim Abwurf dieser Bomben muss der Boden der Kammer für kurze Zeit völlig geöffnet werden, damit die Bombenachse parallel zur Flugzeugachse bleibt und nicht durch Querlagen zur Flugrichtung vorzeitiges Erglühen eintritt. Vor der Durchführung des Hauptholmes durch den Rumpf liegen an den lotrechten Seitenflächen desselben und z.T. in die Tankröhren versenkt die Kästen der nach unten ausstreckbaren Fahrgestellräder.

Schliesslich ist in Abbildung 33 am Ende des Rumpfes noch der Raketenmotor selbst angedeutet.

4. Die Gleitzahl der Zelle.

Der Raketenbomber durchläuft bei seinem Flug Geschwindigkeitsbereiche mit ganz verschiedenen Strömungsgesetzen, z.B. den geläufigen Unterschallbereich, den Überschallbereich bis zur dreifachen Schallgeschwindigkeit, den Bereich sehr grosser Mach'scher Zahlen v/a , in dem im wesentlichen die Newton'schen Luftkraftgesetze gelten, also die Luftkräfte mit den Quadraten der Flugeschwindigkeit und des örtlichen Anstellwinkels wachsen, und schliesslich den gaskinetischen Strömungsbereich mit sehr grosser freier Weglänge der Luftmoleküle und demgemäss ganz eigenartigen, jedoch den Newton'schen ähnlichen Luftkraftgesetzen.

In allen diesen Bereichen werden ausreichende Stabilitätseigenschaften des Flugzeuges gefordert, während die Gleitzahl hauptsächlich im Newton'schen Bereich beider Dichtenbezirke wichtig ist, weil der Raketenbomber, wenn er zu Anfang seines Gleitfluges beispielsweise mit der Mach'schen Zahl 30 flog, innerhalb des Newton'schen Bereiches 99% seiner kinetischen Energie verbraucht, und nur 1% unterhalb der Mach'schen Zahl 3.

Im Bereich dichter Luft kann die Gleitzahl nur an einigen ausgezeichneten Punkten der Mach'schen Leiter, z.B. bei $v/a = 0,1; 1,5; 3$ und ∞ abgeschätzt werden, während für den Bereich dünner Luft mit Hilfe der gaskinetischen Beziehungen geschlossene Formeln anzugeben sind.

Bei der Landegeschwindigkeit 150 km/h, also $v/a = 0,12$ wurde die Polare des Bombers und der Flügel im Windkanal durch Modellversuche im Masstab 1:20 ermittelt und in Abbildung 34 dargestellt. Der beste Gleitzahlkehrwert beträgt $1/\epsilon = 7,75$ bei

$\alpha = 5^\circ$ Anstellwinkel, der grösste Auftriebsbeiwert $c_a \max = 0,575$ bei $\alpha = 16,5^\circ$.

Bei v/a zwischen 1 und 3 sind die Druckunterschiede eben umströmter Körper gegenüber dem Druck der ungestörten Luft bei kleinen Anstellwinkeln nach Ackeret-Busemann $\Delta p/q = \pm 2\alpha/\sqrt{v^2/a^2 - 1}$, jene räumlich umströmter, rotationssymmetrischer Kegelspitzen nach Busemann- v. Kármán $\Delta p/q = 2\alpha^2 \ln[(2tg \alpha/v)/|\alpha|]$, und die wandparallelen Reibungsspannungen nach v. Kármán $\tau/q = 0,072(1/Re)^{0,2}$. Mit Hilfe dieser Beziehungen lassen

sich die Polaren von Flügeln, Rumpf und Gesamtzelle des Raketenbombers bei $v/a = 1,5$ und 3 zu den in den Abbildungen 35 und 36 angegebenen Werten errechnen. Man entnimmt den Abbildungen die besten Gleitzahlkehrwerte $1/\varepsilon = 3,94$ bei $v/a = 1,5$ und $\alpha \approx 8^\circ$ bzw. $1/\varepsilon = 3,83$ bei $v/a = 3$ und $\alpha \approx 7^\circ$. Die in diesem Bereich technisch mögliche Ermittlung der Polaren durch Windkanalversuche konnte noch nicht durchgeführt werden. Bei der Berechnung wurde an den stumpfen Heckflächen völliges Vakuum vorausgesetzt. Tatsächlich können diese Flächen im vorliegenden Geschwindigkeitsbereich bei schweigendem Motor, wenn sie also nicht feuerberührt sind, schon merkbare Luftdrücke erhalten, die den Luftwiderstand dann kleiner erscheinen lassen können als bei arbeitendem Motor, worauf auch bei Windkanalmessungen zu achten ist.

Bei $v/a \rightarrow \infty$ ist die Wärmebewegungsgeschwindigkeit der Luftmoleküle bzw. der Ruhedruck der ungestörten Luft vernachlässigbar gegenüber der Fluggeschwindigkeit bzw. dem dynamischen Druck der vom Luftstrom getroffenen Fläche. Von diesem flächennormalen Druck kann daher der aus dem Anprallimpuls der Moleküle stammende Anteil p_1 ohne weiteres aus der alten Newton'schen Beziehung unelastischen Körperstosses angegeben werden zu $p_1/q = 2 \sin^2 \alpha$. Von der Art der Abwanderung dieser aufgetroffenen Moleküle von der Wand hängt es ab, ob noch ein weiterer Druckanteil entsteht. Bei dichter Luft muss dieses Abwandern längs der Plattenoberfläche vor sich gehen. Wäre die Wand eben und die Dichte der abströmenden Gasschicht unendlich gross, dann erhielten die Luftmoleküle nach ihrem Aufprall keinerlei Beschleunigung senkrecht zur Platte mehr und es entstünde auch kein weiterer Druckbeitrag. Nach v. Kármán wird das Verhältnis der Luftdichtenerhöhung $\Delta \rho$ zur Luftdichte ρ vor dem Anprall gleich $\Delta \rho / \rho = 2 / (\alpha - 1)$, wenn das zugehörige Luftdruckverhältnis $\Delta p / p = \infty$ ist, sodass der erwähnte Fall nur für $\alpha = 1$ eintreten könnte. Für $\alpha = 1,4$ wird $\Delta \rho / \rho = 5$, die Luftdichte an der Platte also sechsmal so gross wie die der ungestörten Luft, die Abströmschicht endlich dick, der Stosswinkel der Luft grösser als der Anstellwinkel und der Luftdruck p grösser als p_1 , nach Busemann z.B. $p/q = (\alpha + 1) \sin^2 \alpha$. Für die Wahl des zu benutzenden α gilt, dass die molekularen Stosszahlen beim Durchströmen des Verdichtungsstosses erfahrungsgemäss

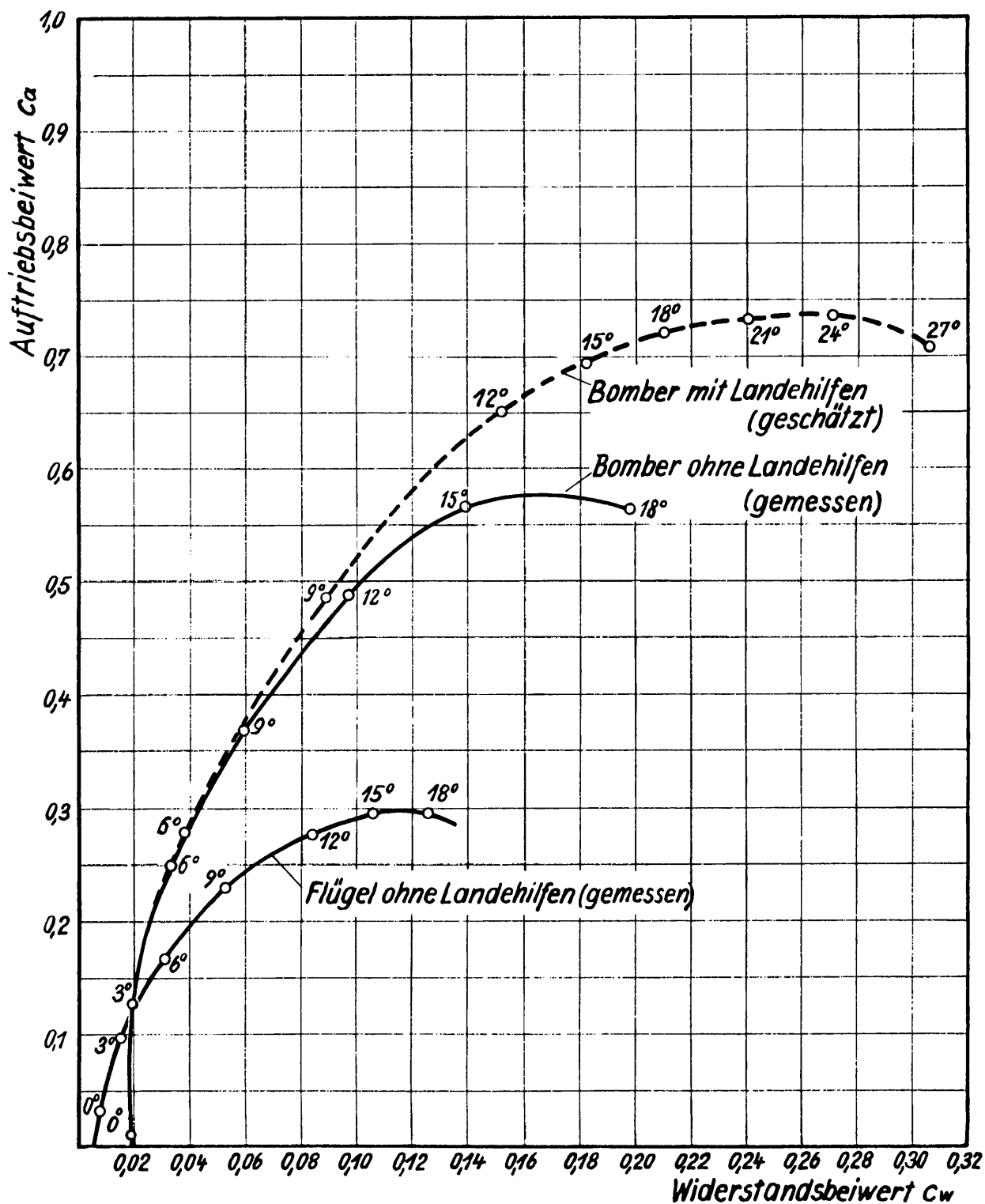


Abb. 34; Im Windkanal bei der Mach'schen Zahl des Landevorgangs und der Reynolds'schen Zahl $4 \cdot 10^6$ gemessene Polaren des ganzen Bombers und der Flügel, ferner geschätzte Polare des Bombers mit Landehilfen. (Die Luftkraftbeiwerte sind auf die tragende Fläche bezogen !)

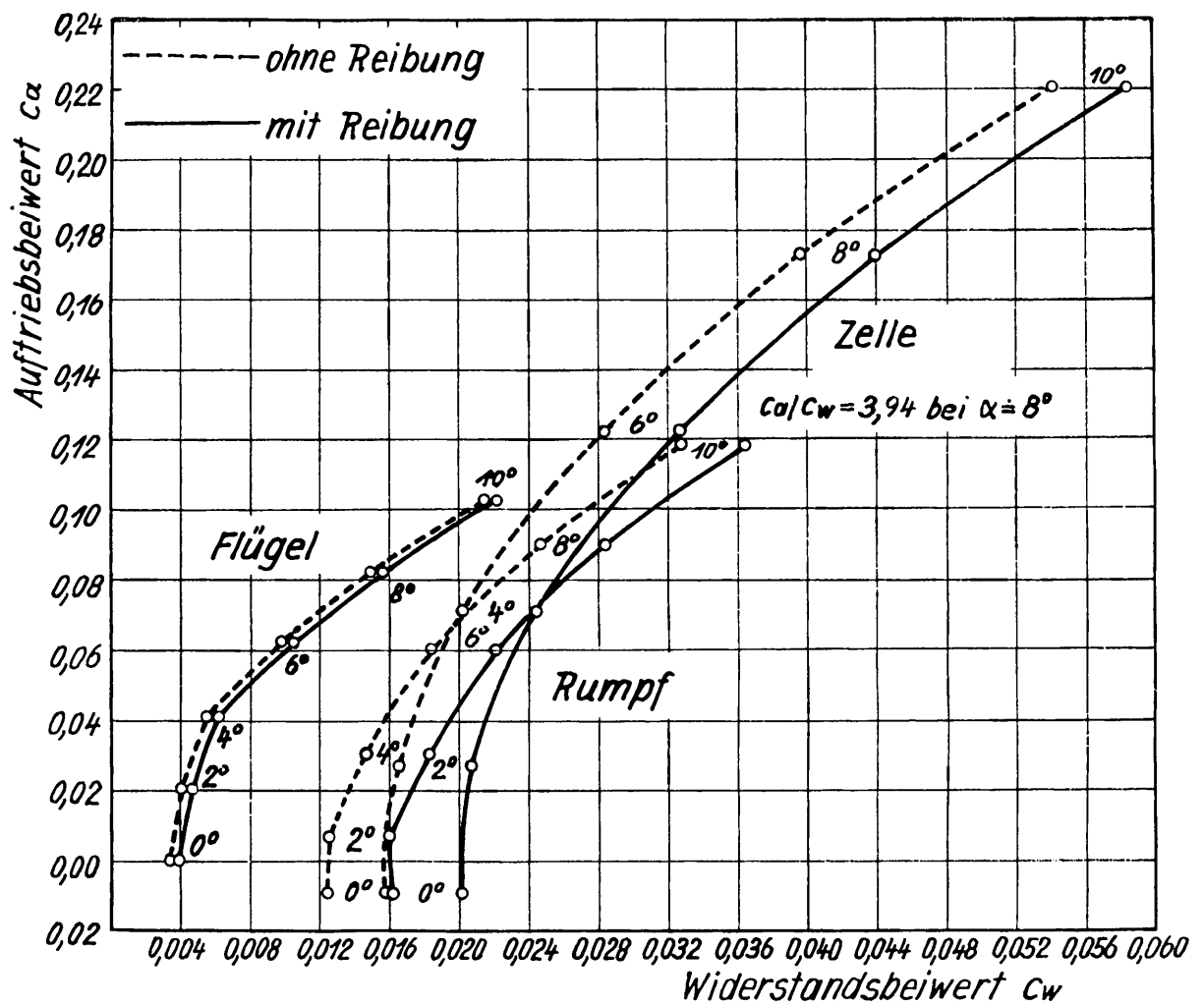


Abb. 35; Gerechnete Polaren der Flügel, des Rumpfes und der ganzen Zelle des Raketenbombers im gasdynamischen Strömungsbereich bei der Mach'schen Zahl $v/a = 1,5$. (Die Luftkraftbeiwerte sind auf die tragende Fläche bezogen !)

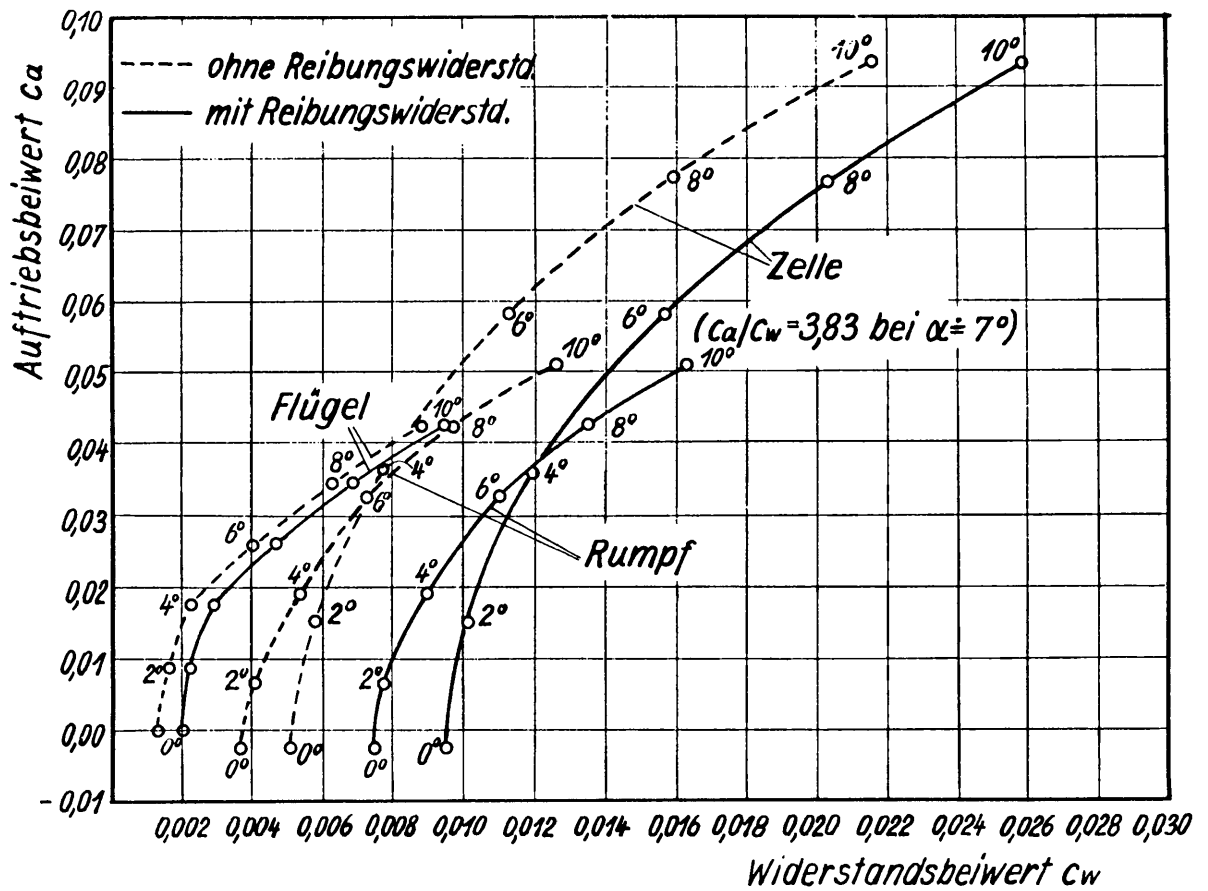


Abb. 36; Gerechnete Polaren der Flügel, des Rumpfes und der ganzen Zelle des Raketenbombers im gasdynamischen Strömungsbereich bei der Mach'schen Zahl $v/a = 3$. (Die Luftkraftbeiwerte sind auf die tragende Fläche bezogen !)

ausreichen, um die Molekülrotation voll anzuregen, d.h. es wird in diesem Fall tatsächlich $\alpha = 1,4$. Wenn die zur Schwingungsanregung der Luftmoleküle notwendigen hohen Stautemperaturen, z.B. bei grösseren Anstellwinkeln, erreicht werden, kann merkbare molekulare Schwingung innerhalb der verfügbaren Strömungszeit entstehen, d.h. α geht dann gegen 1,29. Mit $\alpha = 1,4$ wird der Druck gegen eine ebene Wandfläche also $p/q \doteq 2,4 \sin^2 \alpha$. Der entsprechende Druck gegen die Wand eines achsial angeblasenen Kegels ist nach Busemann-Guderley $p/q \doteq 2,1 \sin^2 \alpha$. Wenn die Wandoberfläche in der Strömungsrichtung gekrümmt ist, muss die längs der Wand abströmende Gasschicht dieser Krümmung folgen und erfährt daher Beschleunigungen senkrecht zur Platte, sodass bei konvexer Krümmung negative Zusatzdrücke p_2 entstehen. Sie wurden für $\alpha = 1$ von Busemann bei allgemeinen Krümmungsverhältnissen berechnet. Für den wichtigen Fall konstanten Krümmungshalbmessers lassen sich seine Beziehungen integrieren und ergeben für das Linsenprofil $-p_2/q = \sin^2 \alpha_s - \sin^2 \alpha$, bzw. für das Ogival $-p_2/q = 1/3 \sin^2 \alpha_s + 1/3(1 - \cos \alpha_s \cos \alpha) - 2/3 \sin^2 \alpha$, worin α_s der Anstellwinkel des vordersten Flächenelementes ist. Die Luftdrücke $p = p_1 + p_2$ sinken also vom Newton'schen Wert an der Körperspitze nach rückwärts sehr rasch ab und verschwinden am Linsenprofil schon, wenn der örtliche Anstellwinkel noch $\alpha_s/\sqrt{3}$ beträgt, am Ogival etwas später bei $\alpha_s/\sqrt{8}$, sodass die durchschnittlichen Luftdrücke an den gekrümmten Flächen weitaus kleiner als an den ebenen Flächen werden. Für $\alpha > 1$ sind die Zentrifugalwirkungen nach Busemann-Guderley noch etwas grösser, sodass die Drücke am Linsenprofil für $\alpha = 1,4$ etwa 7% kleiner werden als für $\alpha = 1$.

Für die wandparallelen Reibungsspannungen zwischen fester Oberfläche und Luft gilt auch hier, dass in der dichten Luft wandparalleler Impuls nur von einer dünnen Grenzschicht wandnaher Moleküle an die Wand abgegeben wird, sodass die üblichen Reibungsgesetze verwendbar bleiben. Man neigt dazu, den laminaren Reibungsvorgängen bei sehr hohen Überschallgeschwindigkeiten überwiegende Bedeutung beizumessen, also die Reibung nach v. Kármán mittels der Beziehung $\tau/q = 1,3/\sqrt{Re}$ zu ermitteln. In den für den Energieverbrauch des Flugzeuges massgebenden Fällen der Flugbahnen darf etwa mit $Re \approx 10^8$ gerechnet werden,

was $\tau/q = 0,00013$ für ebene, nicht angestellte Flächen ergibt. Bei endlicher Flächenanstellung wird die Dichte und damit Reibung und Temperaturgefährdung an den windabgewandten, also negativ angestellten Flächen Null, während sie für windzugewandte Flächen mit positivem Anstellwinkel sechsmal so gross wie im freien Luftstrom gefunden wurde, und zugleich auch die Luftzähigkeit mit der Stautemperatur $v^2 \sin^2 \alpha / 2000$ wächst nach der Beziehung $\eta = 1,753 \cdot 10^{-6} [(273 + v^2 \sin^2 \alpha / 2000) / 273]^{2,76}$. Die Reibungsspannungen an den windzugewandten Oberflächen werden damit näherungsweise

$$\tau/q = 6 \times 1,3 / \sqrt{6 Re} [(273 + v^2 \sin^2 \alpha / 2000) / 273]^{2,76}$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen lassen sich die Luftkräfte beliebiger Körper bei $v/a \rightarrow \infty$ errechnen. In Abbildung 37 sind zunächst die Polaren für die unendlich dünne ebene Platte, die bekanntlich als theoretisch bester Überschallflügel gilt, ferner für das Keilprofil mit ebener Druckseite und einer Dicke von $1/20$ der Flügeltiefe im zweiten Drittel der Profiltiefe [8, S. 170] und für das symmetrische, bikonvexe, aus zwei gleichen Kreisbögen zusammengesetzte Linsenprofil von ebenfalls einer Dicke von $1/20$ der Tiefe zusammengestellt. Während im Bereich $v/a = 1$ bis 3, wo die Ackeret'sche lineare Abhängigkeit der Luftkräfte vom Anstellwinkel der betrachteten Fläche gilt, und wo die Überdrücke an windzugewandten Flächen und die Unterdrücke an windabgewandten Flächen von gleicher Grössenordnung sind, das bikonvexe Linsenprofil bekanntlich die besten Gleitzahlen ergibt, wird im Newton'schen Bereich mit seiner quadratischen Abhängigkeit der Luftdrücke vom örtlichen Anstellwinkel und seinen im Windschatten verschwindenden Luftdrücken das ebenflächige Keilprofil wesentlich besser. In dem Bereich von Anstellwinkeln, die grösser als der vordere Zuschärfungswinkel des Keilprofiles sind, ist es sogar so gut wie die ebene, unendlich dünne Platte. Ausserdem hat es in diesem Geschwindigkeitsbereich die merkwürdige Eigenschaft, dass die sonst sehr strenge Forderung nach möglichst kleiner Profildicke insofern gelockert ist, als das Profil im Grenzfall so dick sein darf, dass die Flügeloberfläche gerade noch ganz im Windschatten liegt. Die Unterlegenheit des Linsenprofiles gegenüber dem Keilprofil im hier betrachteten Geschwindigkeitsbereich beruht einmal

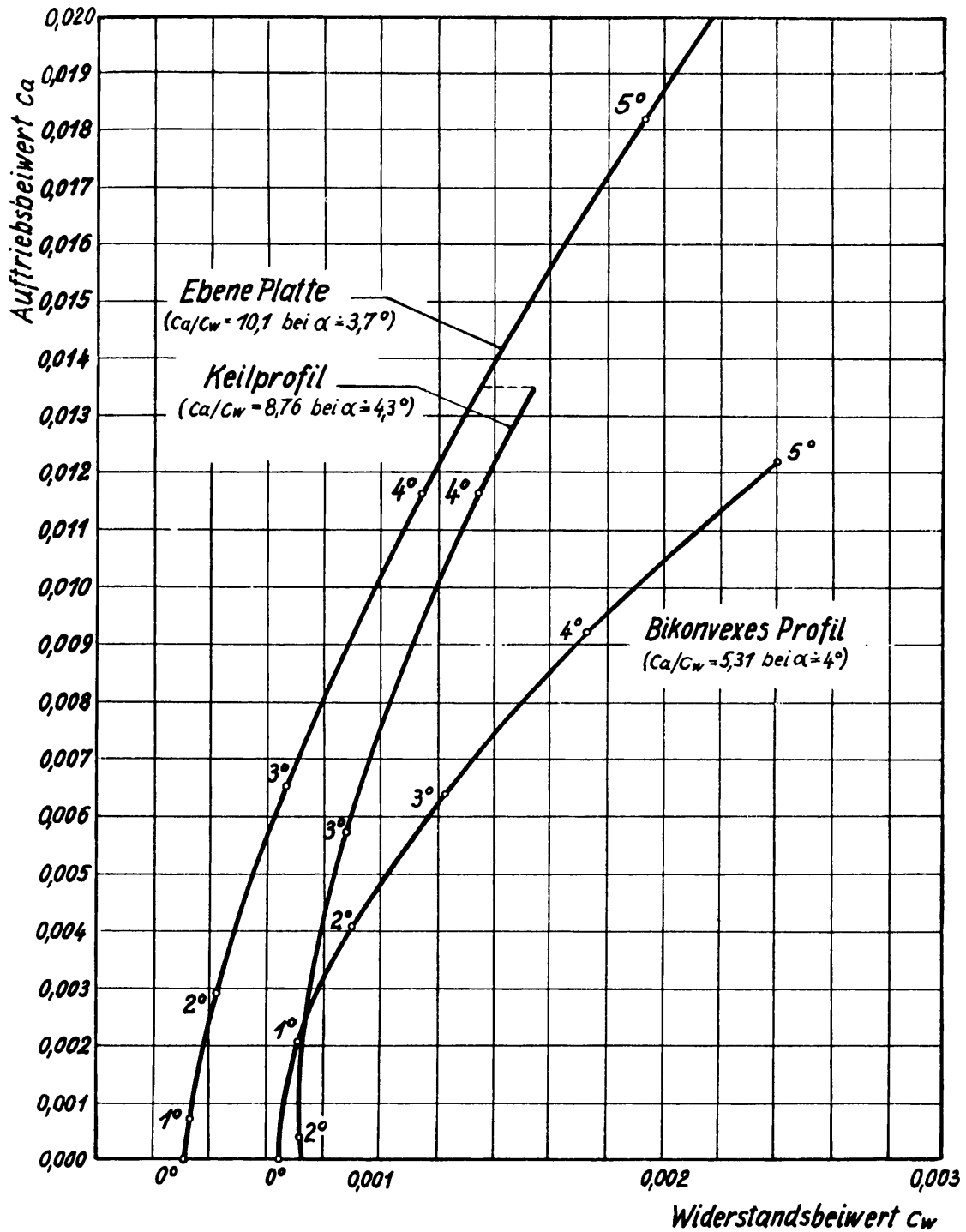


Abb. 37; Polaren von ebener Platte, Keilprofil und Linsenprofil im gasdynamischen Strömungsbereich bei der Mach'schen Zahl Unendlich.

auf der Tatsache, dass grössere Anstellwinkel schlechtere Gleitzahlen geben und dass bei den vom Anstellwinkel quadratisch abhängigen Druck die grossen Anstellwinkel der vorderen Flächenteilchen sich stärker bemerkbar machen als die kleinen Anstellwinkel der rückwärtigen Flächenteilchen, also insgesamt eine schlechtere Gleitzahl entsteht als bei dem durchschnittlichen Anstellwinkel der ebenen Unterseite des Keilprofiles. Weiterhin beruht die Unterlegenheit des Linsenprofiles auf der Tatsache, dass die gekrümmte Fläche unter sonst gleichen Bedingungen wegen der Zentrifugalkwirkung kleinere Normaldrücke, aber ungefähr gleiche Reibungsspannungen wie die ebene Keilfläche erfährt, sodass zur Erzielung gleichen Auftriebes grössere Flächen und damit nicht nur grössere Gewichte, sondern auch grössere Reibungskräfte in Kauf genommen werden müssen. Da der Raketenbomber die bestmöglichen Gleitzahlen bei den hohen Geschwindigkeiten braucht, ist er mit Flügeln von keilförmigem Schnitt auszustatten.

Diese Betrachtungen lassen sich grundsätzlich von Flügelschnitten auch auf räumlich umströmte Körper ausdehnen. In Abbildung 38 sind die Polaren dreier räumlich umströmter Körper von gleicher Grösse der Hauptspantfläche und gleicher Höhe dargestellt, die für die Formgebung des Rumpfbuges in Betracht kommen, und zwar eines Kreiskegels, dessen Höhe gleich dem vierfachen Grundkreisdurchmesser ist, dann eines Ogivals mit gleichem Grundkreis und gleicher Höhe, also 16,25 Kaliber Abrundungsradius, und schliesslich eines Halbogivals mit wieder gleicher Höhe und einer halbkreisförmigen Hauptspantfläche von gleicher Grösse wie jene der beiden Rotationsflächen, also mit 8,25 Kaliber Abrundungsradius. Die Luftkraftbeiwerte sind alle auf die gleiche Hauptspantfläche bezogen. Während sich Kegel und Ogival in Bezug auf ihre Gleitzahlen wenig unterscheiden, zeigt das Halbogival, mit seiner ebenen Schnittfläche angestellt, bei einer besten Gleitzahl von $1/\epsilon = 4,12$ beträchtliche Überlegenheit. Dieser Umstand ist für die Formgebung des Rumpfes eines Raketenbombers von entscheidender Bedeutung. Während im Bereich $v/a = 1$ bis 3 entsprechend dem Lin-

senprofil das Ogival die günstigsten Gleitzahlverhältnisse aufweist, ändern sich die Formgebungsgrundsätze raumbergender Körper bei grossen Mach'schen Zahlen entsprechend denen der Flügel-schnitte dahin, dass an der Unterseite der Gleitkörper, durch welche Grösse und Richtung der gesamten Luftkräfte überwiegend bestimmt ist, die Luftdrücke so gross wie möglich und zugleich ihre Widerstandskomponenten so klein wie möglich sein sollen. Die Unterseite muss also durchwegs aus dem Fahrtwind zugewandten Flächen bestehen. Bei gegebenem mittleren Anstellwinkel der ganzen Unterseite und bei quadratischer Anstellwinkelabhängigkeit der Strömungsdrücke auf jedes Flächenelement erreicht man das günstigste Verhältnis der Widerstands- zur Auftriebskomponente an der Unterseite, wenn diese in der Strömungsrichtung möglichst wenig gekrümmt, am besten garnicht gekrümmt oder eben ist. An der Oberseite des Gleitkörpers, deren Bedeutung für die gesamten Luftkräfte bei richtiger Formung stark zurücktritt, sollen die Luftkräfte dagegen so klein wie möglich sein. Daher würde die Oberseite am besten nur aus windabgewandten Flächen bestehen. Soweit dies nicht möglich ist, werden die windzugewandten Flächenelemente der Oberseite wenigstens möglichst kleine Anstellwinkel haben und in der Strömungsrichtung konvex gekrümmt sein müssen, um die Strömungsdrücke durch die Zentrifugalwirkung der nach dem Aufprall längs der gekrümmten Oberfläche abströmenden Luftmasse klein zu halten. Zusammenfassend sollen Gleitkörper für grosse Mach'sche Zahlen mit spitzem oder schneidenförmigem vorderen Körperende so geformt sein, dass die auftriebgebende Unterseite in der Strömungsrichtung nicht gekrümmt ist, und dass ihre Oberseite möglichst nur aus windabgewandten Flächen besteht, wobei die allenfalls windzugewandten, unvermeidlichen Restflächen der Oberseite in der Strömungsrichtung konvex gekrümmt sind [29].

Nach dieser Vorschrift wurde der Rumpf des Raketenbombers geformt, dessen Polaren für $v/a \rightarrow \infty$ in Abbildung 39 dargestellt sind. Man entnimmt der Abbildung, dass die günstigsten Anstellwinkel der Flügel und des Rumpfes je für sich bei $\alpha = 4^\circ 20'$ bzw. $\alpha = 8^\circ 30'$ liegen. Da die Flügelfläche kleiner als die

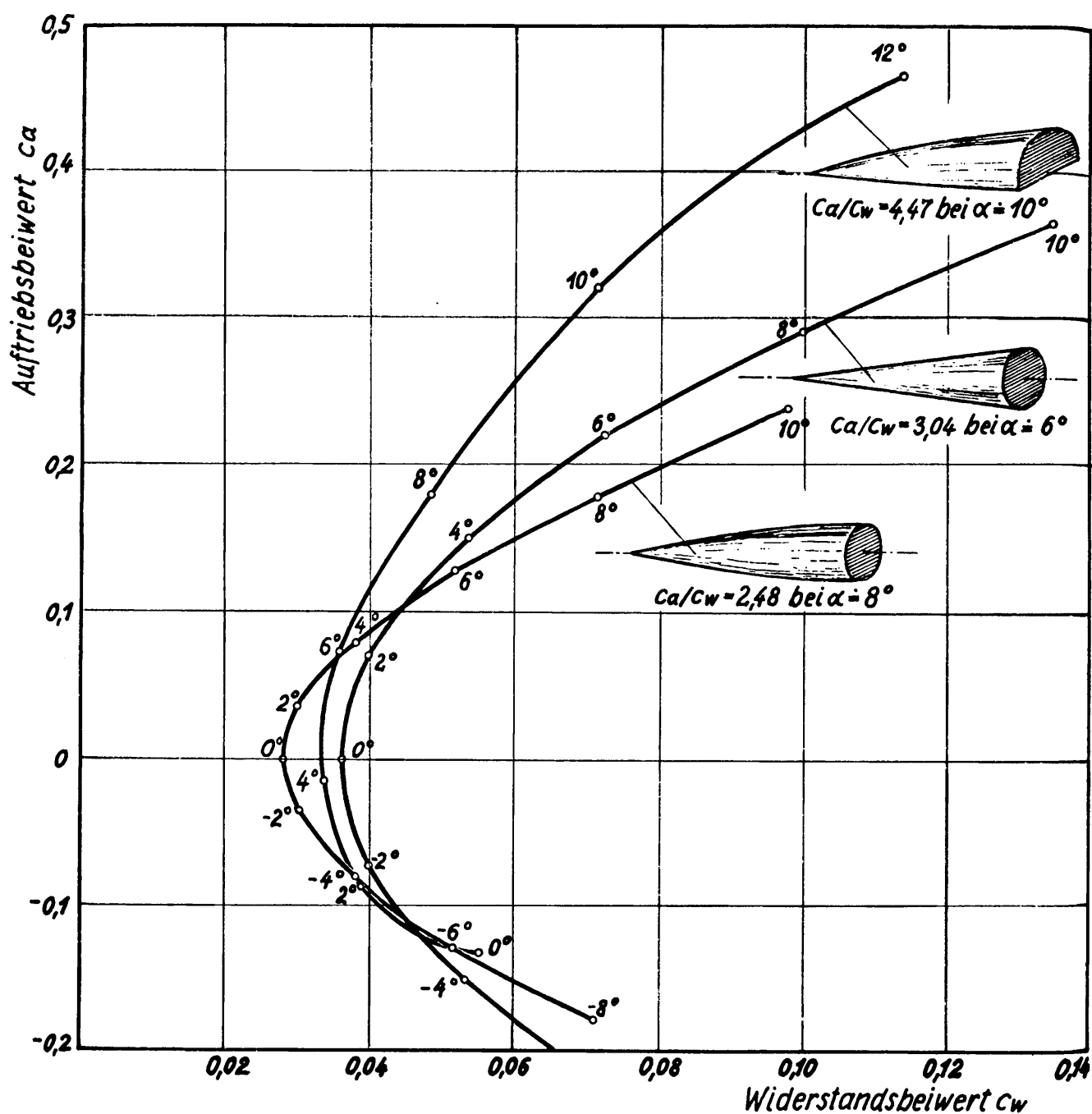


Abb. 38; Polaren schräg angeblasener Körper von gleicher Höhe und gleich grosser Hauptspanfläche, und zwar eines geraden Kreiskegels, eines Ogivals und eines Halbogivals im gasdynamischen Strömungsbereich bei der Mach'schen Zahl Unendlich. (Luftkraftbeiwerte auf Hauptspan bezogen !)

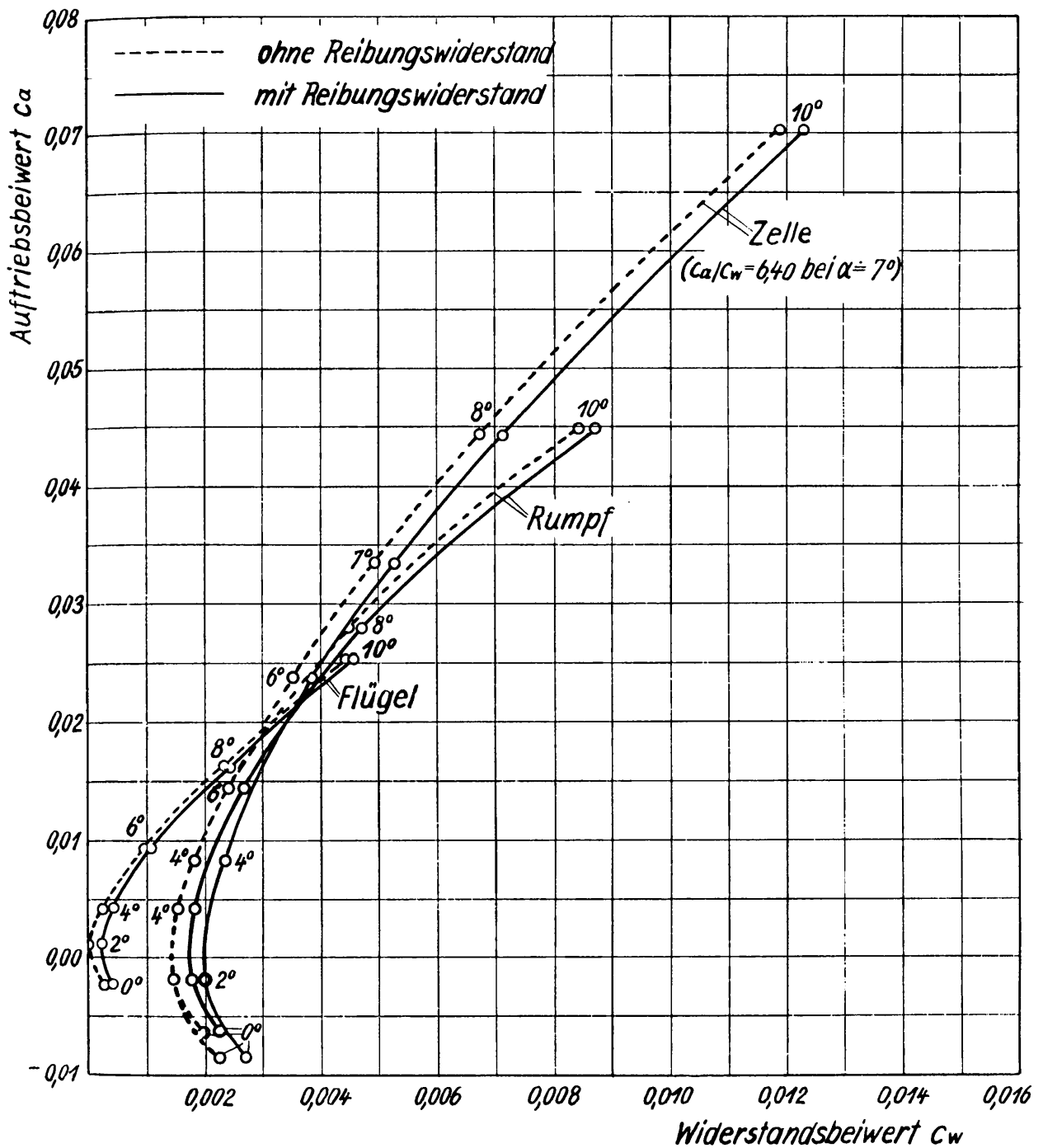


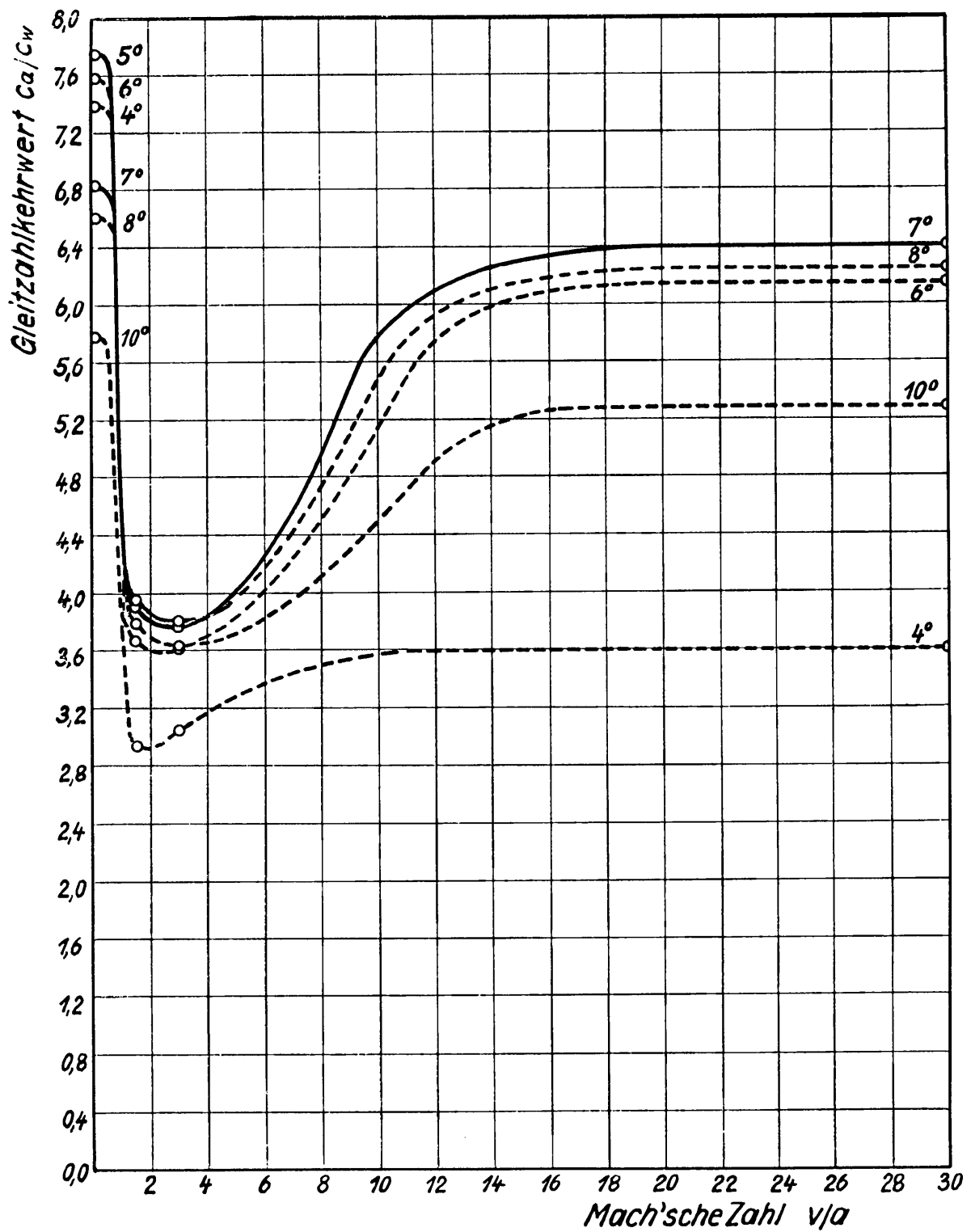
Abb. 39; Gerechnete Polaren der Flügel, des Rumpfes und der ganzen Zelle des Raketenbombers im gasdynamischen Strömungsbereich bei der Mach'schen Zahl Unendlich. (Die Luftkraftbeiwerte sind auf die tragende Fläche bezogen !)

Rumpffläche ist, wirkt sich die günstigere Flügelgleitzahl gegenüber jener des Rumpfes nur schwach aus, und man findet einen theoretisch günstigsten Flügeleinstellwinkel gegen den Rumpf von -2° , wobei sich ein bester Gleitzahlkehrwert von $1/\epsilon \approx 6,51$ beim Flügelanstellwinkel $\alpha = 5^\circ 30'$, also Rumpfanstellwinkel $\alpha = 7^\circ 30'$ ergibt. Aus baulichen Gründen und um klare Strömungsverhältnisse an den Flügelwurzeln zu erhalten, wurde der Einstellwinkel 0° gewählt und dafür die Polare der Gesamtzelle in Abbildung 36 gezeichnet, die ein bestes $1/\epsilon \approx 6,4$ bei $\alpha = 7^\circ$ zeigt. Dieser durch zweckentsprechende Formgebung von Rumpf und Flügeln erzielte Wert der Gleitzahl ist für hohe Überschallgeschwindigkeit überraschend günstig und unterscheidet sich kaum von der Gleitzahl heute fliegender Unterschallflugzeuge. Man wird für den Geschwindigkeitsbereich $v/a \approx 30$ bis 10 ohne besonderen Fehler annehmen dürfen, dass die für $v/a \rightarrow \infty$ abgeleiteten Verhältnisse in ihm tatsächlich gelten, während darunter ein allmählicher Übergang nach den Verhältnissen des Bereiches $v/a \approx 1$ bis 3 eintreten wird.

Auf Grund der bisherigen Untersuchungen lässt sich nun der in Abbildung 40 dargestellte Verlauf der Gleitzahl des Raketenbombers bei verschiedenen Anstellwinkeln im gesamten Geschwindigkeitsbereich in dichter Luft übersehen. Die sehr günstige Unterschallgleitzahl $\epsilon = 1/7,75$ bei $\alpha = 5^\circ$ fällt mit Annäherung an die Schallgrenze sehr rasch ab, um bei geringen Überschallgeschwindigkeiten etwa $\epsilon = 1/3,8$ für $\alpha = 8^\circ$ zu betragen. Über $v/a = 3$ bessert sich die Gleitzahl wieder, um dann rasch den günstigen Verhältnissen bei hohen Mach'schen Zahlen mit $\epsilon = 1/6,4$ bei $\alpha = 7^\circ$ zuzustreben.

Bei allen bisherigen Betrachtungen über die Luftkräfte wurde die Luft in der üblichen Weise als kontinuierliches Mittel angesehen. Wie die weiteren Abschnitte zeigen, erheben sich die Flugbahnen des Raketenbombers in Flughöhen bis über 1000 km. Dort wird die Dichte der Luft so ausserordentlich gering, dass einerseits die Staudrücke auch der alleräussersten Fluggeschwindigkeiten nicht mehr zu Luftkräften führen, die gegenüber den anderen äusseren Kräften am Flugzeug Beachtung verdienen, und dass andererseits für die Berechnung dieser Luftkräfte nicht

mehr die Gesetze gelten, die man für kontinuierliche Luft abgeleitet hat. In Abbildung 41 ist die Luftdichte ρ über der Flughöhe H bis in 200000 m Höhe aufgetragen worden nach der bekannten Beziehung völlig gleichartig zusammengesetzter und isothermer Atmosphäre, die von der "Cina" für Höhen zwischen 11000 und 22000 m angegeben wurde, zu $\rho/\rho_0 = 1,6839 e^{-H/6341}$. (Siehe auch Dinorm 5450 bzw. [33]). Mit dieser Beziehung für die Dichte der Atmosphäre in grossen Flughöhen wird weiterhin gerechnet. Vielfach wird auch angenommen, dass die Atmosphäre in grossen Höhen zwar aus denselben Stoffen wie am Boden, also in der Hauptsache aus Stickstoff und Sauerstoff, zusammengesetzt wäre, dass diese Stoffe jedoch mehr oder weniger in Atome dissoziiert seien. Deshalb sind in Abbildung 41 in zwei punktierten Kurven noch die Dichten dargestellt, wenn einmal alle Luftmoleküle in Atome dissoziiert wären (Kurve links) und weiter, wenn nur teilweise Dissoziation vorläge, wie sie z.B. Godfrey annimmt (Kurve Mitte). Die freie Weglänge λ der Moleküle verhält sich bei konstanter Luftzusammensetzung wie die Dichte $\lambda^{[m]} \propto 10^{-7} \rho_0/\rho$. Diese Beziehung gilt näherungsweise auch noch für die punktierten Kurven, also dissoziierte Atmosphäre, da der Dissoziationseinfluss auf die freie Weglänge von ähnlicher Grösse wie die Ungenauigkeit der Weglängenbestimmung überhaupt ist. Die freie Weglänge wird schon in Flughöhen von 40 km grösser als die Dicke laminarer Strömungsgrenzschichten (10^{-4} bis 10^{-5} m), erreicht in etwa 120 km Höhe die Grösse der Flugzeugabmessungen und wächst in 200 km Höhe auf über 1000 km an. Der zur parabolischen Grenzgeschwindigkeit $v = 12000$ m/sec gehörige Staudruck beträgt in etwa 100 km Höhe weniger als 1 kg/m^2 , d.h. in über 100 km Höhe haben die Luftkräfte praktisch aufgehört, und die Bewegung des Raketenbombers ist als fast reine Trägheitsbahn anzusprechen. Schon in Höhen über 40 km hat die Gültigkeit der unter Voraussetzung homogenen Mediums abgeleiteten Luftkraftbeziehungen aufgehört, weil die Abstände der Luftmoleküle grösser geworden sind als die Grösse der den Rechnungen zu Grunde liegenden Strömungskörper, z.B. als die Grenzschichtdicke. Für Strömungskräfte in derart dünner Luft sind bisher keine Berechnungsverfahren bekannt geworden. Erst, wenn in über 100 km Höhe die freien Weglängen an die Abmessungen



40: Wahrscheinlicher Verlauf von Gleitzahlkehrwert und bestem Anstellwinkel des Raketenbombers im gasdynamischen Strömungsbereich über der Mach'schen Geschwindigkeitsleiter von $v/a = 0,1$ bis $v/a = 30$.

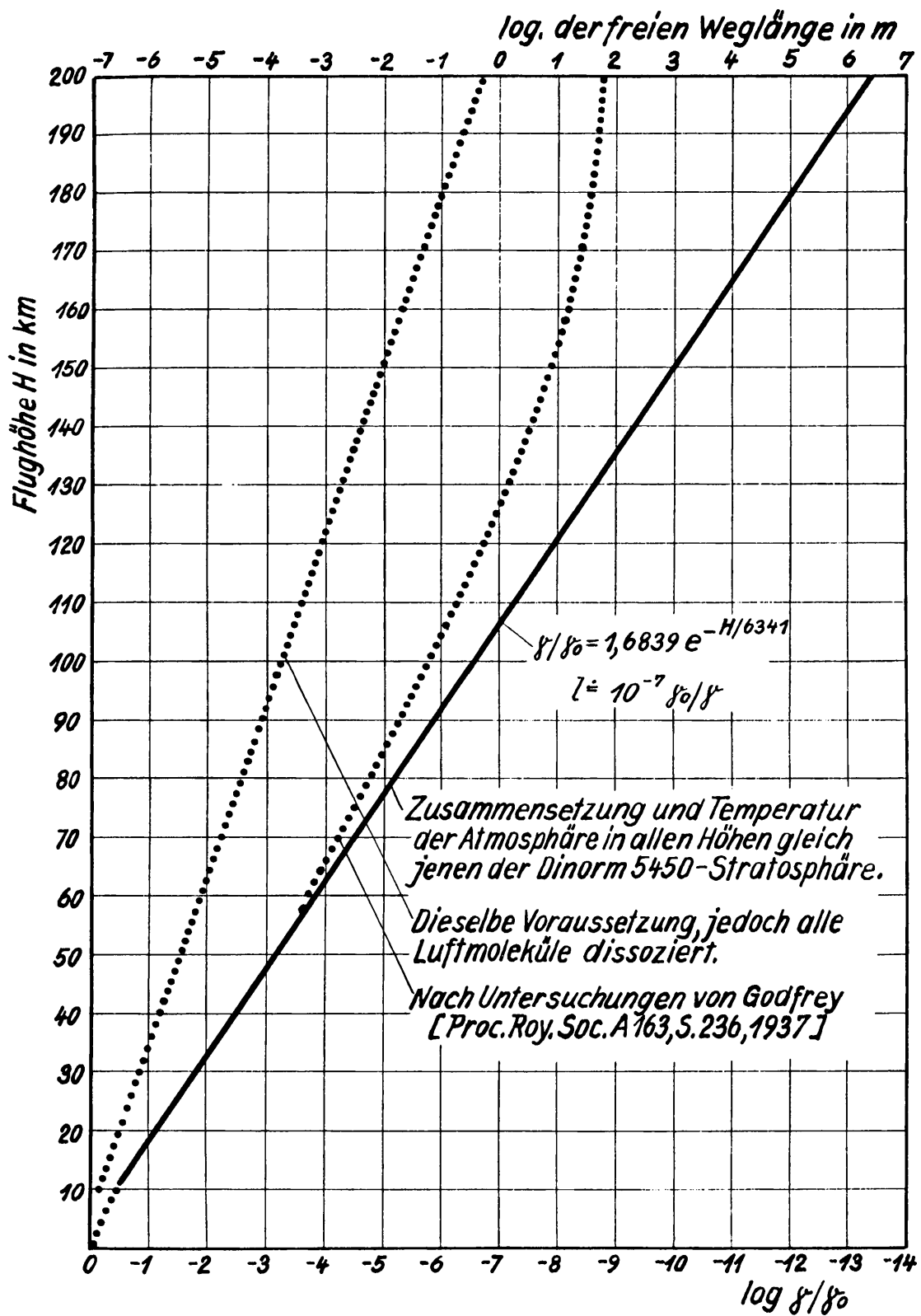


Abb. 41; Zusammenhang der Luftwichte γ und der freien Weglänge l mit der Flughöhe H.

der bewegten Körper heranreichen, vereinfachen sich die Verhältnisse wieder soweit, dass eine ziemlich genaue Berechnung der Strömungskräfte möglich wird [28].

In diesem gaskinetischen Strömungsbereich gelten folgende Beziehungen für die Luftkräfte an einem mit der beliebigen Geschwindigkeit v in über 100 km Flughöhe bewegten Körper, wobei sich die oberen Vorzeichen auf negativ angestellte und die unteren Vorzeichen auf positiv angestellte Flächenelemente beziehen:

$$p/q = (i_{pH} + i_{pR})/q$$

$$i_{pH}/q = \mp \sin \alpha \cdot \frac{c_H}{v} \cdot \frac{e^{-\frac{v^2}{c_H^2} \sin^2 \alpha}}{\sqrt{\pi}} + (\sin^2 \alpha + \frac{1}{2} \frac{c_H^2}{v^2}) (1 \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x=0}^{\frac{v}{c_H} \sin \alpha} e^{-x^2} dx)$$

$$i_{pR}/q = + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{c_R}{v} \cdot \frac{c_H}{v} \cdot \frac{e^{-\frac{v^2}{c_H^2} \sin^2 \alpha}}{\sqrt{\pi}} \mp \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{c_R}{v} \sin \alpha (1 \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x=0}^{\frac{v}{c_H} \sin \alpha} e^{-x^2} dx)$$

$$i_{\tau}/q = + \cos \alpha \cdot \frac{c_H}{v} \cdot \frac{e^{-\frac{v^2}{c_H^2} \sin^2 \alpha}}{\sqrt{\pi}} \mp \sin \alpha \cos \alpha (1 \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x=0}^{\frac{v}{c_H} \sin \alpha} e^{-x^2} dx)$$

worin v die Fluggeschwindigkeit, $c_H = \sqrt{2gRT_g}$ die wahrscheinlichste (häufigste) Geschwindigkeit der Gasmoleküle vor ihrem Aufprall auf die Wand, $c_R = \sqrt{2gRT_W}$ die wahrscheinlichste diffuse Rückprallgeschwindigkeit der Moleküle nach ihrer Berührung mit der $T_W^{\circ}K$ warmen Wand bedeuten. Für sehr grosse v konvergiert i_{pH}/q gegen $2 \sin^2 \alpha$ (da $\int_0^\infty e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\pi}$) und i_{pR}/q gegen Null, d.h. es gilt mehr und mehr die alte Newton'sche Beziehung $p/q = 2 \sin^2 \alpha$. Eine Darstellung dieser Luftkräfte als Funktion der Mach'schen Zahl ist geschlossen nicht möglich, da wohl eine einfache Umrechnung von c_H in a bekannt ist zu $c_H = a/\sqrt{2/\kappa}$, aber eine entsprechende Beziehung zwischen c_R und a fehlt.

Alle aufgeführten Gleichungen gelten nur für zweiatomige Gase oder Gasgemische. Sie verlangen ausserdem Auskunft über die für die Anregung des Schwingungsfreiheitsgrades charakteristische Temperatur θ , sind also in Bezug auf Ausführlichkeit der Voraussetzungen bedeutend anspruchsvoller als die gasdynamischen Luftkraftbeziehungen, die von der Natur des Gases nur seine Atomzahl im Molekül und seine Schallgeschwindigkeit

keit zu wissen begehren, da in ihren Gleichungen nur α und a die Gasart berücksichtigen.

Die Begründung der Beziehungen für den Hinprallimpuls i_{pH} der Moleküle und für ihren an die Wand abgegebenen wandparallelen Impuls i_{τ} ist aus [28] zu entnehmen. Auf den Rückprallimpuls i_{pR} muss hier noch ausführlicher eingegangen werden.

Bevor ein Ansatz über den Rückprallimpuls aufgestellt werden kann, muss man sich eine konkrete Vorstellung bilden über den Rückprall von Molekülen, die mit ihrer ungerichteten Wärmegeschwindigkeit c und einer zusätzlichen - unter dem Winkel α zur Platte geneigten - relativen Geschwindigkeit v auf eine ebene Platte aufprallen. Es muss entschieden werden, ob der diskrete Molekülstrahl, der mit einer zur Platte senkrechten Geschwindigkeitskomponente $v \cdot \sin \alpha + c_x \cos \varphi$ auftrifft, die Platte spiegelnd oder mit einem sonstwie bestimmten, zugeordneten Winkel oder völlig ungeordnet verlässt, ferner, ob die Geschwindigkeiten, mit denen der Aufprall erfolgt, für jedes einzelne Molekül erhalten bleiben oder in bestimmten Zusammenhang mit den Rückprallgeschwindigkeiten stehen, oder ob sie völlig ungeordnet sind, sodass sich nur für die mittleren oder für die wahrscheinlichen Geschwindigkeiten durch energetische Betrachtungen ein funktioneller Zusammenhang nachweisen lässt. Im einzelnen wäre zu untersuchen, ob beispielsweise beim Aufprall die Geschwindigkeiten c_x sowohl als auch v erhalten bleiben, oder ob beide ganz oder teilweise ihre kinetische Energie austauschen, oder ob sich an diesem Austausch auch die inneren Freiheitsgrade der Luftmoleküle oder sogar die Moleküle der Wand beteiligen. Diese Fragen wurden grundsätzlich an Hand eines Aufsatzes von Frenkel über "Theorie der Adsorption und verwandter Erscheinungen" [4] entschieden, dessen Ansicht hier wörtlich wiedergegeben sei: "Wie klein auch die mittlere Verweilzeit ist, so springen die Gasmoleküle, wenn sie eine feste Oberfläche treffen, nicht zurück, sondern werden von neuem ausgelöst, und zwar mit Geschwindigkeiten, die weder der Grösse, noch der Richtung nach etwas mit ihrer ursprünglichen Geschwindigkeit zu tun haben. Die gewöhnliche Vorstellung,

von welcher die kinetische Gastheorie bei der Ableitung der Formel für den Druck des Gases auf die Gefässwände ausgeht, also die Vorstellung der elastischen Reflektion der Moleküle, ist ihrem Wesen nach falsch. Wenn man hier zu richtigen Resultaten gelangt, so hängt es damit zusammen, dass der feste Körper und das Gas relativ zueinander als ruhend und ihre Temperaturen als gleich betrachtet werden. Unter diesen Bedingungen sind die von neuem ausgelösten Moleküle sowohl der Grösse als auch der Richtung ihrer Geschwindigkeit nach ebenso verteilt, als ob sie wirklich von der Oberfläche reflektiert würden. Allerdings würde sich ein gänzlich anderes Bild ergeben, falls man die Oberfläche in einer bestimmten Richtung mit einem Molekülstrahl bombardierte." Zusammenfassend ergibt sich aus diesen Ausführungen, dass man bei der Aufstellung einer Formel für den Rückprallimpuls mit einem Gas rechnen muss, dessen wahrscheinliche Rückprallgeschwindigkeit c_R sich durch rein energetische Betrachtungen aus der wahrscheinlichen Geschwindigkeit c_H des Gases vor dem Aufprall, ferner aus dessen Systemgeschwindigkeit v und aus der Wandtemperatur T_W ableiten lässt. Die sekundlich auf die Flächeneinheit der Platte treffende Gasmasse ist:

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{2\sqrt{\pi}} \cdot c_H \left[e^{-\frac{v^2}{c_H^2} \sin^2 \alpha} + \frac{v}{c_H} \sin \alpha \left(2 \int_{x=0}^{\frac{v \sin \alpha}{c_H}} e^{-x^2} dx \pm \sqrt{\pi} \right) \right] = \frac{\rho}{2\sqrt{\pi}} c_H \cdot k$$

Im gaskinetischen Normalfall $v = 0$ und $c_R = c_H$ darf der Ablösungsvorgang der Moleküle von der Wand als quasispiegelnd betrachtet werden, mit dem Rückprallimpuls $i_{pr} = \rho c_H / 4 \cdot c_H$ bei einer sekundlich aufprallenden Molekülmasse $\bar{\rho} = \frac{\rho}{2\sqrt{\pi}} c_H$. Bei der bewegten Platte, $v \neq 0$ prallen also sekundlich gerade k -mal mehr Moleküle auf als bei der ruhenden Platte, und ebensoviele müssen in der Sekunde auch wieder zurückprallen, wenn keines unendlich lange in der Wand haften bleibt. Da nach den zitierten Forschungsergebnissen der Vorgang des Rückpralles völlig unabhängig von dem des Hinpralles ist und nach genau demselben Bild erfolgt, unter dem man sich den Rückprall bei $v = 0$ vorstellt, kann sich der Unterschied nur in dem Faktor k der hinprallenden Moleküle bemerkbar machen: $i_{pr} = \frac{\rho c_H \cdot k}{4} c_H$, solange $c_R = c_H$ bleibt. Aus den gleichen Gründen kann die Abweichung der Rück-

pralltemperatur von der des Hinpralls keine strukturelle Änderung der Formel für den Rückprallimpuls hervorrufen, sondern man erhält für $c_R \neq c_H$: $i_{PR} = \frac{\rho c_H k}{4} \cdot c_R$. Die wahrscheinliche translatorische Rückprallgeschwindigkeit c_R ist nun näher zu untersuchen. Nach dem Satz von der Energieerhaltung muss bei einem voraussetzungsgemäss abgeschlossenen System die Summe der von der Wand mit den wegprallenden Molekülen abgeführten Energie E_R und der in der Wand vorerst verbleibenden Energie E_W gleich der Energie E_A sein, die von den aufprallenden Molekülen herangetragen wird:

$$E_A = E_W + E_R$$

$$E_A = E_{Atrans} + E_{Arot} + E_{Aosc} = A\bar{p} \left[\frac{V^2}{2} + \frac{c_H^2}{2} \left(\frac{3}{2} + \frac{2}{2} + \frac{\theta}{T(e^{\theta/T_H} - 1)} \right) \right],$$

$$E_W = E_{Wtrans} + E_{Wrot} + E_{Wosc} = A\bar{p} \left[\frac{3}{4} c_{Wtrans}^2 + \frac{1}{2} c_{Wrot}^2 + \frac{1}{2} \frac{\theta}{T_{Wosc}(e^{\theta/T_W} - 1)} c_{Wosc}^2 \right],$$

$$E_R = E_{Rtrans} + E_{Rrot} + E_{Rosc} = A\bar{p} \left[\frac{3}{4} c_{Rtrans}^2 + \frac{1}{2} c_{Rrot}^2 + \frac{1}{2} \frac{\theta}{T_{Rosc}(e^{\theta/T_R} - 1)} c_{Rosc}^2 \right],$$

wobei den schematisch definierten Werten c_{rot} und c_{osc} nur rein rechnerische Bedeutung zukommt, weswegen sie im folgenden vermieden werden.

Man pflegt das Verhältnis zwischen dem Energieverlust des Gases während des Aufprallvorganges und dem Energieüberschuss des ankommenden Gases gegenüber dem Temperaturniveau der Wand nach dem Aufprall als den Akkommodationskoeffizienten α zu bezeichnen, also z.B. als mittleren Akkommodationskoeffizienten des ganzen Vorganges den Wert $\bar{\alpha} = (E_A - E_R)/(E_A - E_W)$. Die Akkommodationskoeffizienten der einzelnen Freiheitsgrade lassen sich in folgender Weise aufschreiben:

$$\alpha_{trans} = (E_{Atrans} - E_{Rtrans})/(E_{Atrans} - E_{Wtrans}) = (V^2 + \frac{3}{2} c_H^2 - \frac{3}{2} c_{Rtrans}^2) / (V^2 + \frac{3}{2} c_H^2 - \frac{3}{2} c_{Wtrans}^2)$$

$$\alpha_{rot} = (E_{Arot} - E_{Rrot})/(E_{Arot} - E_{Wrot}), \quad \alpha_{osc} = (E_{Aosc} - E_{Rosc})/(E_{Aosc} - E_{Wosc}).$$

Der mittlere Akkommodationskoeffizient $\bar{\alpha}$ setzt sich aus diesen einzelnen Akkommodationskoeffizienten der verschiedenen Freiheitsgrade zusammen:

$$\bar{\alpha} = \alpha_{trans} (E_{Atrans} - E_{Wtrans}) / (E_A - E_W) + \alpha_{rot} (E_{Arot} - E_{Wrot}) / (E_A - E_W) + \alpha_{osc} (E_{Aosc} - E_{Wosc}) / (E_A - E_W).$$

Über diese Akkommodationskoeffizienten finden sich Mitteilungen im physikalischen Schrifttum, die im wesentlichen besagen, dass an den molekularen Vorgängen des Energieaustausches die äusseren Freiheitsgrade sofort und vollständig teilnehmen, während der Austausch der inneren Molekülenergie, besonders der der Schwingung, sehr stark gehemmt ist und nur nach beträchtlichen Relaxationszeiten wirksam wird, sodass die Akkommodationskoeffizienten für die Translation ohne weiteres gleich 1 werden und auch noch $\alpha_{\text{rot}} \approx 1$ gesetzt werden kann, während die praktisch beobachteten Abweichungen des gesamten Akkommodationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ von 1 hauptsächlich der Trägheit der Schwingungsänderung zuzuschreiben sind. Aus $\alpha_{\text{trans}} = 1$ folgt ohne weiteres $c_{R\text{trans}} = c_{W\text{trans}} = \sqrt{2gRT_w}$ worin $c_{R\text{trans}}$ also die gesuchte wahrscheinlichste Rückprallgeschwindigkeit der diffus von der Wand wegfliegenden Moleküle und T_w die Wandtemperatur in $^{\circ}\text{K}$ ist.

Vor einer Berechnung der Luftkräfte muss daher über die Wandtemperatur T_w noch eine Abschätzung getroffen werden. Dies geschieht, indem man die von der Flächeneinheit der Wand in der Sekunde abgestrahlte Energie $E_g = \epsilon \alpha \frac{426}{3600} \left(\frac{T_w}{100}\right)^4$ gleichsetzt der durch die Moleküle der Luft in der gleichen Zeit an die gleiche Fläche abgegebenen Energie E_w . Indem man die bereits begründete Annahme $\alpha_{\text{trans}} = 1, \alpha_{\text{rot}} = 1, \alpha_{\text{osc}} = 0$ einführt, erhält man $E_w = A\bar{\rho} \left[\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} gR(T_g - T_w) \right]$, worin $\bar{\rho}$ die schon früher erwähnte Masse der sekundlich auf die Flächeneinheit der Platte aufprallenden Moleküle ist. Diese Beziehungen wurden zur Aufstellung der Abbildung 42 benützt, wobei an besonderen Zahlen vorausgesetzt wurden: Ruhetemperatur der Luft $T_g = 320^{\circ}\text{K}$, Ruhedichte der Luft $\rho = 10^{-7} \text{ kg sec}^2/\text{m}^4$ (entsprechend $H \approx 90 \text{ km}$), Zusammensetzung der Luft zu 14% O_2 + 86% N_2 . Jonisation und Dissoziation der Luft wurden nicht berücksichtigt; ferner wurde die Atmosphäre immer als ruhend gegenüber der Erdoberfläche betrachtet. Das optische Absorptionsverhältnis der Wand wurde zu $\epsilon \alpha = 0,80$ angenommen. Von Wärmezustrahlung an die Wand aus dem Weltraum (Sonne), aus dem Luftraum oder von der Erdoberfläche wurde abgesehen, desgleichen von Wanderwärmung aus dem Flugzeug-

innern. Abbildung 42 zeigt, dass die Gleichgewichtstemperatur der ruhenden Platte etwa 136°K beträgt, und dass diese Gleichgewichtstemperatur der Flugzeugoberfläche mit wachsender Geschwindigkeit und mit wachsendem Anstellwinkel wächst, solange letzterer positiv ist, also die untersuchte Fläche dem Fahrtwind zugewendet ist. Bei windabgewandten Flächen dagegen sinkt die Gleichgewichtstemperatur schliesslich gegen den absoluten Nullpunkt, da die Wärmezufuhr an die Platte mit der Zahl der auftreffenden Moleküle verschwindet. Insgesamt bleiben die Temperaturen für alle praktisch vorkommenden Anstellwinkel und Geschwindigkeiten in sehr mässigen Grenzen. In grösseren Flughöhen sind noch niedrigere Wandtemperaturen zu erwarten, in geringeren Höhen besteht ein Übergang nach den unter gasdynamischen Verhältnissen errechenbaren Wandtemperaturen.

Mit Hilfe der abgeleiteten Beziehungen werden nun zunächst für die erwähnte Atmosphäre von 320°K Temperatur, $10^{-7} \text{ kg sec}^2/\text{m}^4$ Dichte und $14\% \text{ O}_2 + 86\% \text{ N}_2$ Zusammensetzung die Luftkräfte berechnet. Die Hinprallimpulse i_{pH} der Luft beim Stoss gegen die ebene Platte für verschiedene Anstellwinkel und verschiedene Fluggeschwindigkeiten v sind in Abbildung 43 aufgetragen worden, die entsprechenden Rückprallimpulse i_{pR} in Abbildung 44 und die entsprechenden wandparallelen Impulse i_{τ} in Abbildung 45. Da $i_{\tau} = \tau$ ist, stellt Abbildung 45 gleichzeitig die Beiwerte τ/q der Reibung zwischen Luft und ebener Platte für alle Anstellwinkel und für denselben Fluggeschwindigkeitsbereich dar. An diesem Bild ist besonders die ausserordentliche Grösse der Luftreibung im gaskinetischen Strömungsbereich bemerkenswert. Während aus der Aerodynamik der Wert τ/q zu 0,001 bis 0,003 bekannt ist, erhalten wir hier 300- bis 1000-fach grössere Reibungsbeiwerte, denen keine entsprechend vergrösserten Beiwerte der plattennormalen Luftkräfte gegenüberstehen. Ursache dieser erstaunlich hohen Reibung ist der Umstand, dass im gaskinetischen Strömungsbereich die schützende Strömungsgrenzschicht an der Oberfläche des bewegten Körpers nicht mehr besteht, sodass alle Moleküle, die Gelegenheit haben, einen wandnormalen Impulsbeitrag an die

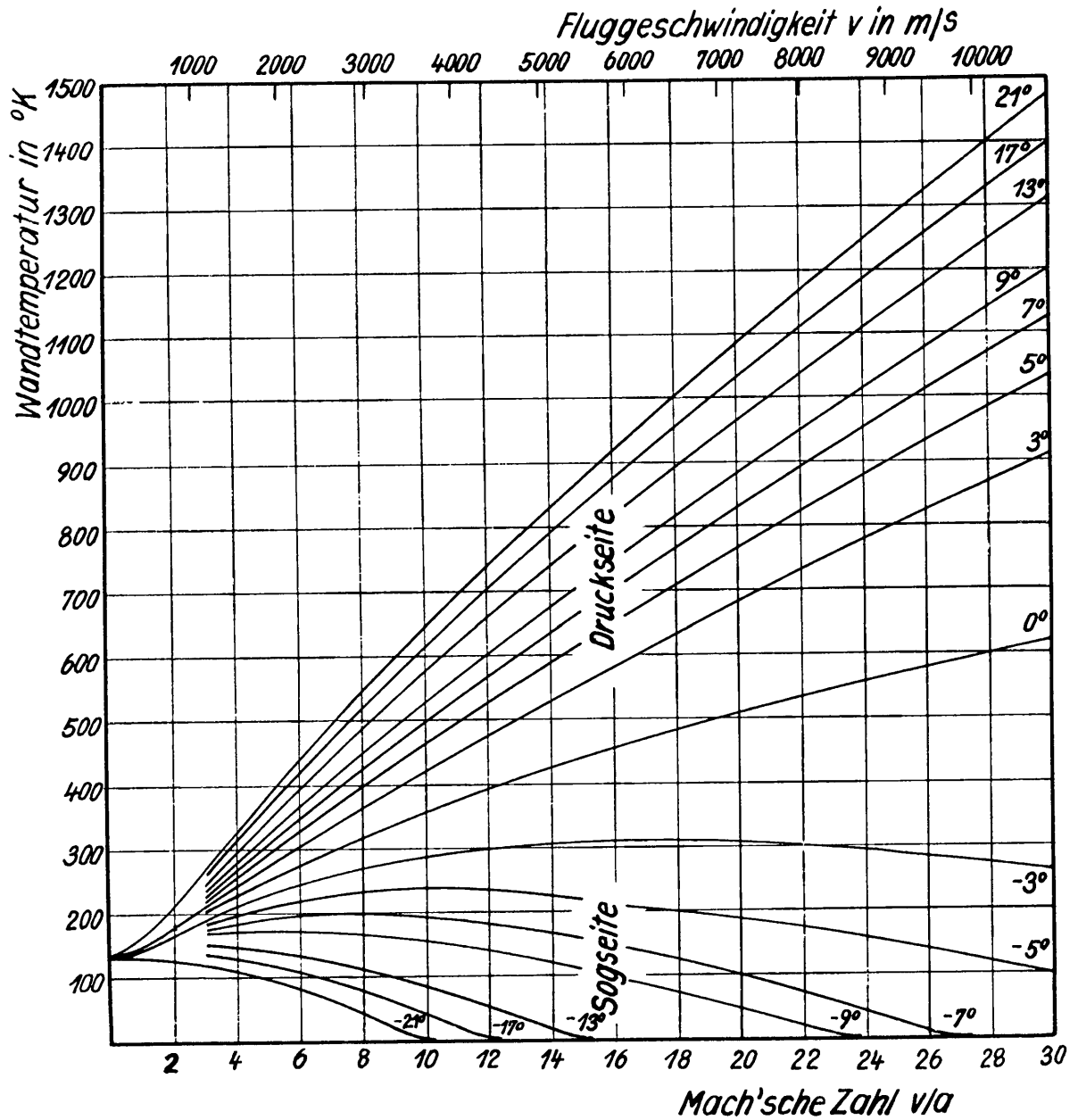


Abb. 42; Oberflächentemperaturen einer ebenen Platte in einer Atmosphäre aus 86% N_2 und 14% O_2 und von einer Dichte $\rho = 10^{-7} \text{ kg sec}^2/\text{m}^4$ (also im gaskinetischen Strömungsbereich) für verschiedene Fluggeschwindigkeiten v/a und verschiedene Anstellwinkel α .

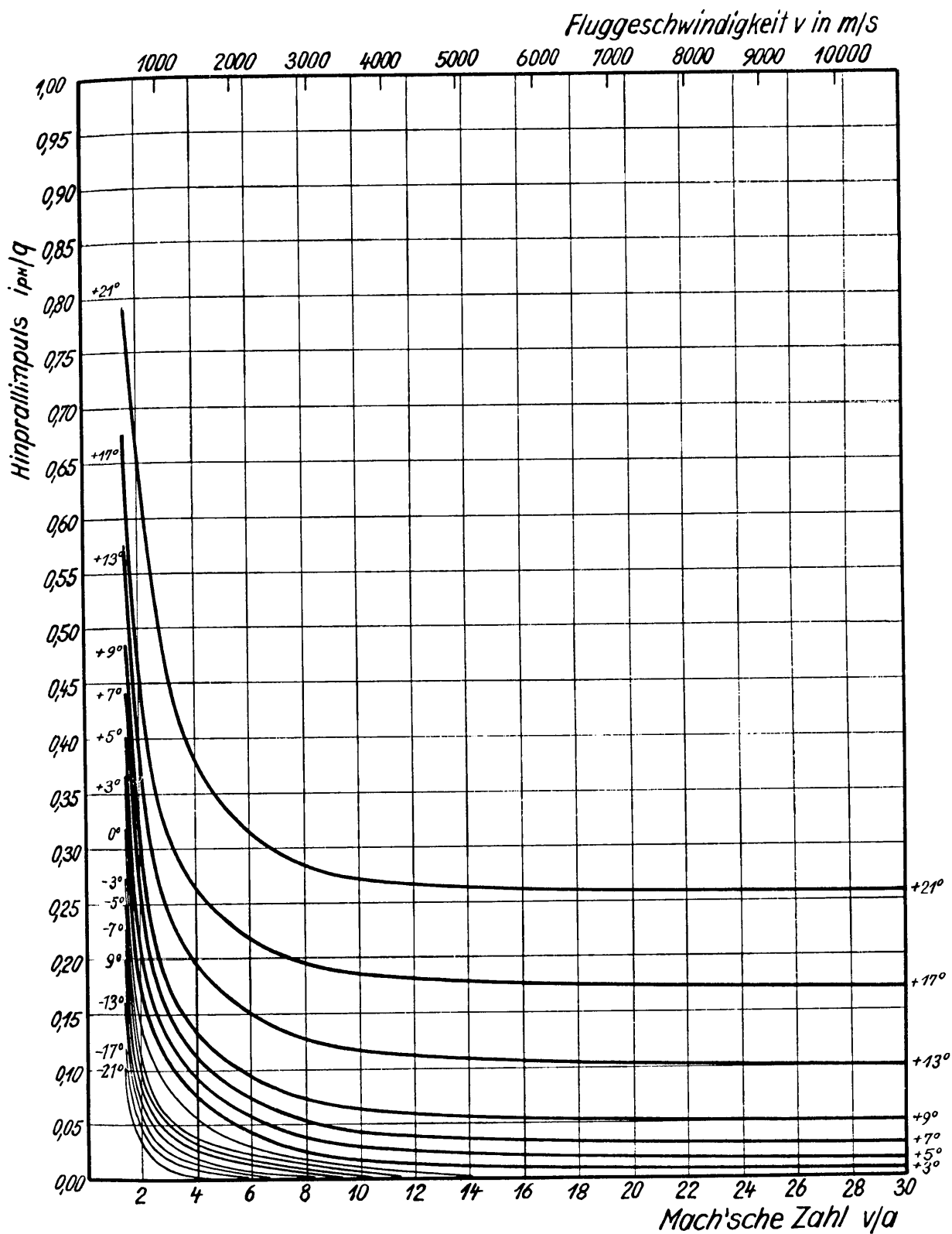


Abb. 43; Beiwerte i_{pH}/q des Hinrallimpulses senkrecht zu einer ebenen Platte für verschiedene Fluggeschwindigkeiten v und verschiedene Anstellwinkel α in einer Atmosphäre aus 86% N_2 und 14% O_2 und von einer Dichte $\rho = 10^{-7} \text{ kg sec}^2/\text{m}^4$ (gaskinetischer Strömungsbereich).

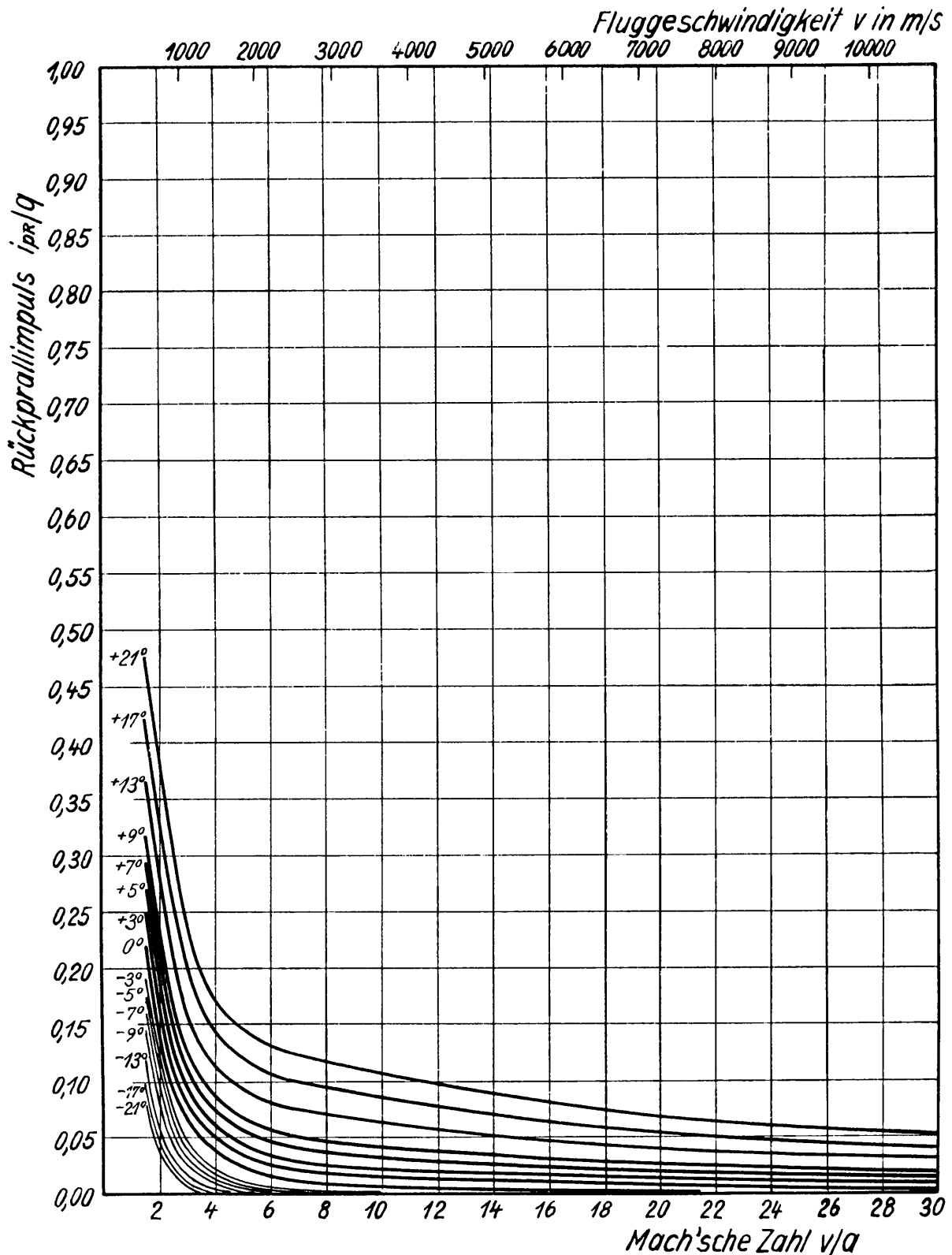


Abb. 44; Beiwerte i_{pr}/q des Rückprallimpulses senkrecht zu einer ebenen Platte für verschiedene Fluggeschwindigkeiten v und verschiedene Anstellwinkel α in einer Atmosphäre aus 86% N_2 und 14% O_2 und von einer Dichte $\rho = 10^{-7} \text{ kg sec}^2/\text{m}^4$ (gaskinetischer Strömungsbereich).

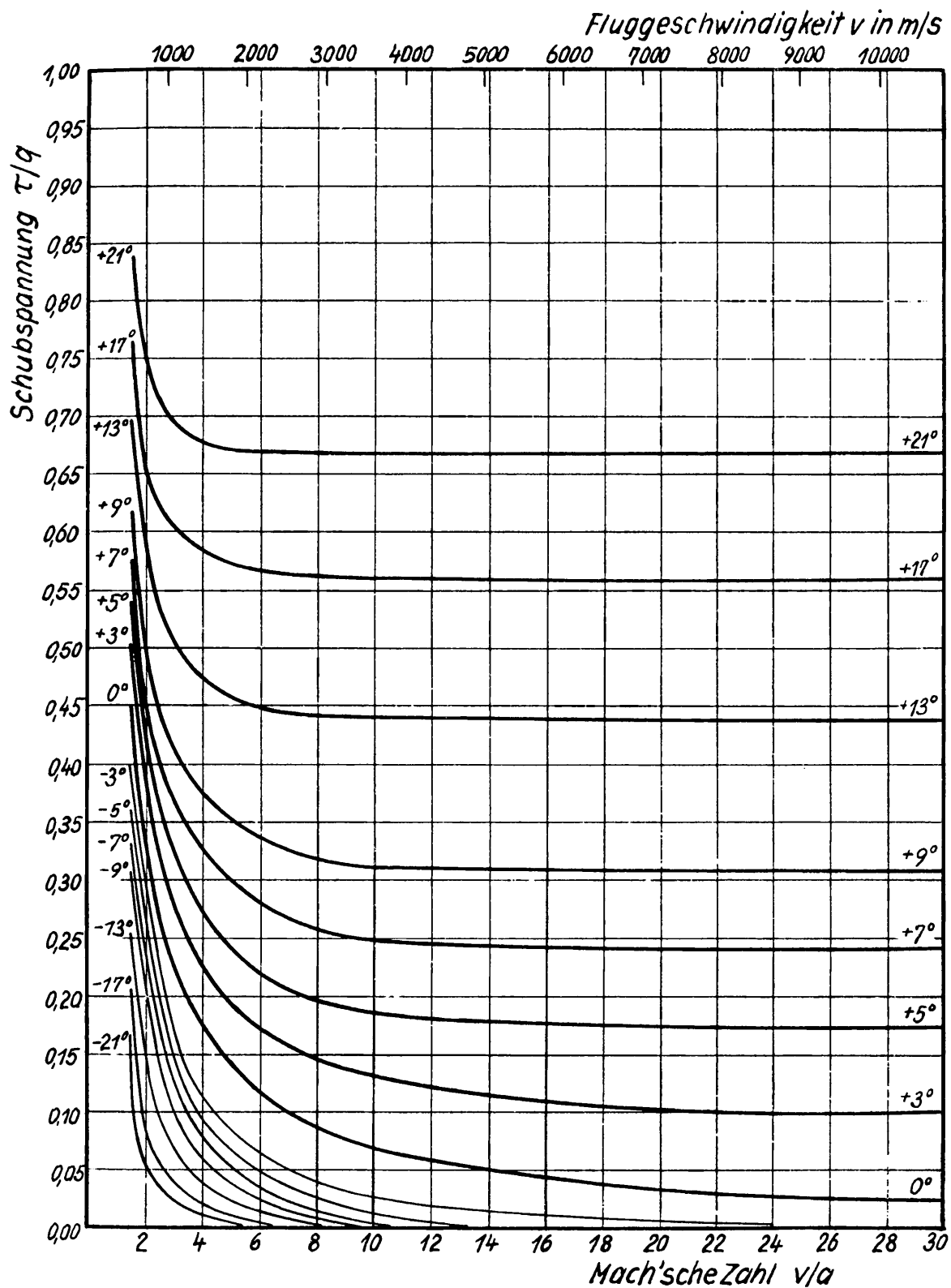


Abb. 45; Beiwerte τ/q der Schubspannung zwischen Luft und ebener Platte für verschiedene Fluggeschwindigkeiten v und verschiedene Anstellwinkel α in einer Atmosphäre aus 86% N_2 und 14% O_2 und von einer Dichte $\rho = 10^{-7} \text{ kg sec}^2/\text{m}^4$ (gaskinetischer Strömungsbereich).

Wand zu liefern, zugleich auch ihren wandparallelen Impuls im Durchschnitt vollständig abgeben, während sich diese letztere Impulsabgabe im aerodynamischen Strömungsbereich auf eine kleine Auswahl von innerhalb der Strömungsgrenzschicht befindlichen Molekülen beschränkt. Diese sehr ungünstigen Luftkraftverhältnisse in der dünnen Höhenatmosphäre würden ein Fliegen in diesen Höhen vollständig verbieten, wenn nicht die Staudrücke und damit die Luftkräfte überhaupt stark abfielen und schliesslich verschwänden, wie bereits erwähnt. Selbstverständlich verliert damit in dieser Höhe die den Strömungsverhältnissen angepasste Formgebung des Flugzeuges ebenfalls manches von ihrer überragenden Bedeutung. Der Newton'sche Charakter der Luftdrücke, d.h. ihr überwiegender Gang mit den Quadraten der Flugeschwindigkeit und des Anstellwinkels ist aber doch besonders bei den höheren Fluggeschwindigkeiten deutlich erkennbar, ebenso das rasche Verschwinden der Luftkräfte an windabgewandten Flächen. Es sind also auch im gaskinetischen Bereich alle Voraussetzungen für die Anwendung von Gleitkörpern erfüllt, deren Unterseite in der Strömungsrichtung möglichst wenig gekrümmt ist, während die Oberseite, soweit dies durchführbar, nur aus windabgewandten bzw. konvex gekrümmten Flächen besteht, und die Dicke des Körpers im übrigen belanglos ist. Aus den Abbildungen 43, 44 und 45 sind Gleitzahlkehrwerte und Polaren der ebenen Platte abgeleitet und in den Abbildungen 46 und 47 dargestellt worden. Diese Bilder der Luftkraftverhältnisse an ebenen, unendlich dünnen Platten sind auch unmittelbar praktisch wichtig, weil jedes endlich dicke Flügelprofil mit ebener Druckseite und durchwegs windabgewandter Oberseite bei den höheren Fluggeschwindigkeiten genau dieselben Luftkräfte erfährt, gleichgültig, wie geformt auch die Profiloberseite und wie dick das Profil sein mag.

Weiter sind aus den Abbildungen 43, 44 und 45 die Abbildungen 48 und 49 abgeleitet worden, die die Luftkräfte des Raketenbombers im gaskinetischen Strömungsbereich darstellen. In derselben Art wie schon bei den gasdynamischen Berechnungen wurde wieder die wirkliche und teilweise gekrümmte Oberfläche

des Flugzeuges in eine ausreichende Zahl kleiner, ebener Flächen zerlegt und die Luftkräfte auf jede dieser Einzelflächen bestimmt.

In der Abbildung 50 sind endlich die Luftkräfte in ihrer Abhängigkeit von Flughöhe und Fluggeschwindigkeit für den gasdynamischen und den gaskinetischen Strömungsbereich gegenübergestellt. Diese Darstellung der p/q über der Flughöhe für die ebene Platte bei verschiedenen Mach'schen Zahlen und bei dem festgehaltenen, im gaskinetischen Bereich günstigen Anstellwinkel 7° , lässt erkennen, dass die Luftkraftbeiwerte in diesem Bereich mit wachsender Flughöhe noch abnehmen. Diese Erscheinung rührt daher, dass die Temperatur der Platte mit der Höhe abnimmt, sodass auch die Rückprallgeschwindigkeit und damit der Rückprallimpuls unter sonst gleich gehaltenen Umständen kleiner werden. Für den ebenfalls interessierenden, aber keiner genauen Berechnung zugänglichen Höhenbereich zwischen 40 km und 90 km wurden die Kräfte durch die punktierten Linien schätzungsweise interpoliert.

Schliesslich enthält Abbildung 51 das Endergebnis dieses ganzen Abschnittes, nämlich die Abhängigkeit der Gleitzahl des Raketenbombers bzw. ihres Kehrwertes von Fluggeschwindigkeit und Flughöhe. Damit sollen die Untersuchungen über die Gleitzahl des Raketenbombers abgeschlossen sein.

III. Start und Aufstieg.

1. Beschleunigung des Flugzeuges.

Start und Aufstieg des Raketenbombers haben den Zweck, diesem mit geringstmöglichem Kraftstoffverbrauch jene hohe Fluggeschwindigkeit zu erteilen, die er braucht, um seine langen Gleitbahnen zu durchlaufen, denen gegenüber Start und Aufstieg immer den Charakter eines kurzzeitigen Impulsstosses haben, der sich allenfalls über mehrere Minuten erstreckt. Trotzdem bestehen auch in diesem kurzen Zeitraum verschiedene Möglichkeiten zeitlichen Ablaufes der Kraftäusserung auf das Flugzeug, unter denen der günstigste, d.i. jener mit geringst-

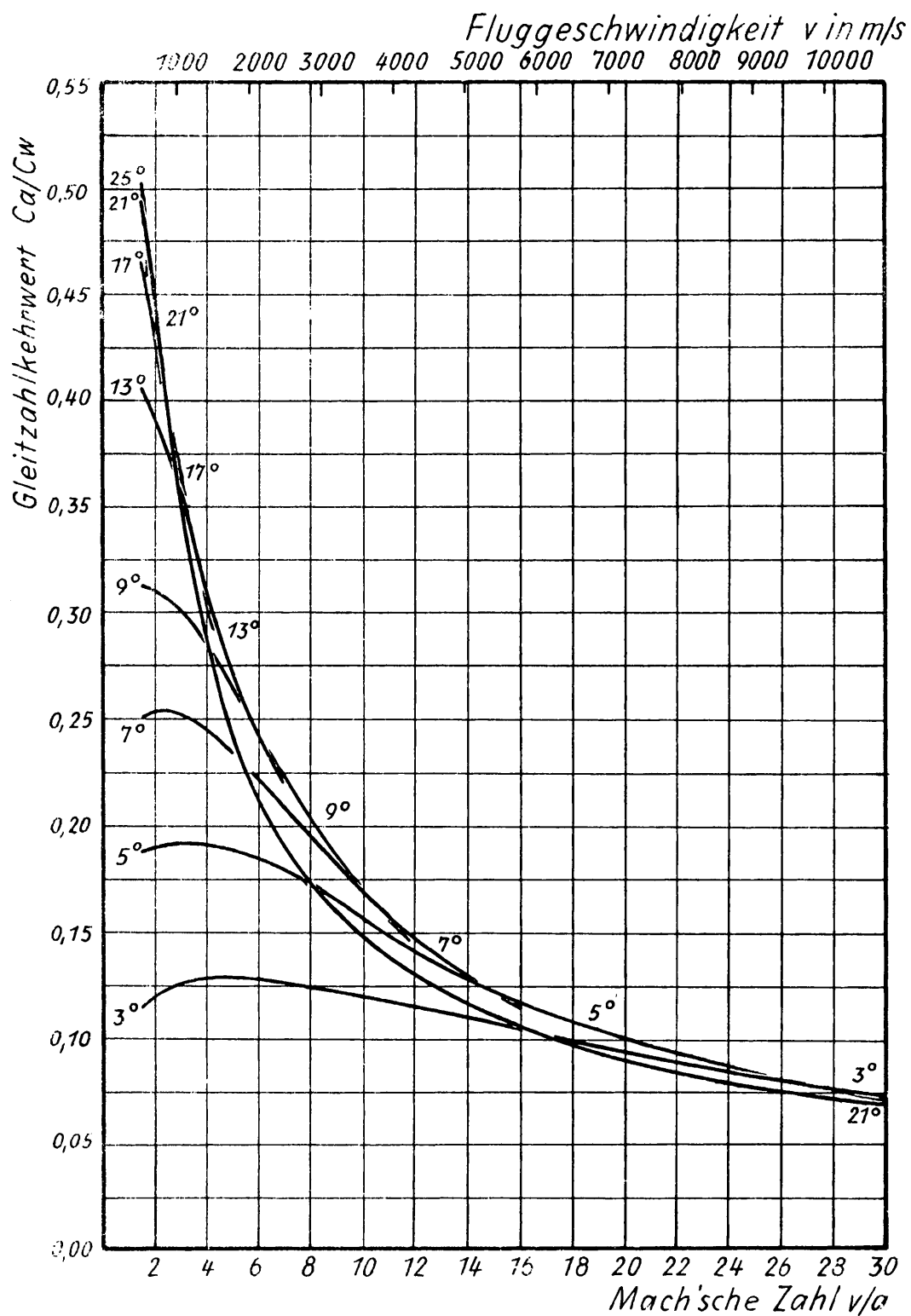


Abb. 46; Gleitzahlkehrwerte der ebenen, unendlich dünnen Platte im gas-
kinetischen Strömungsbereich.

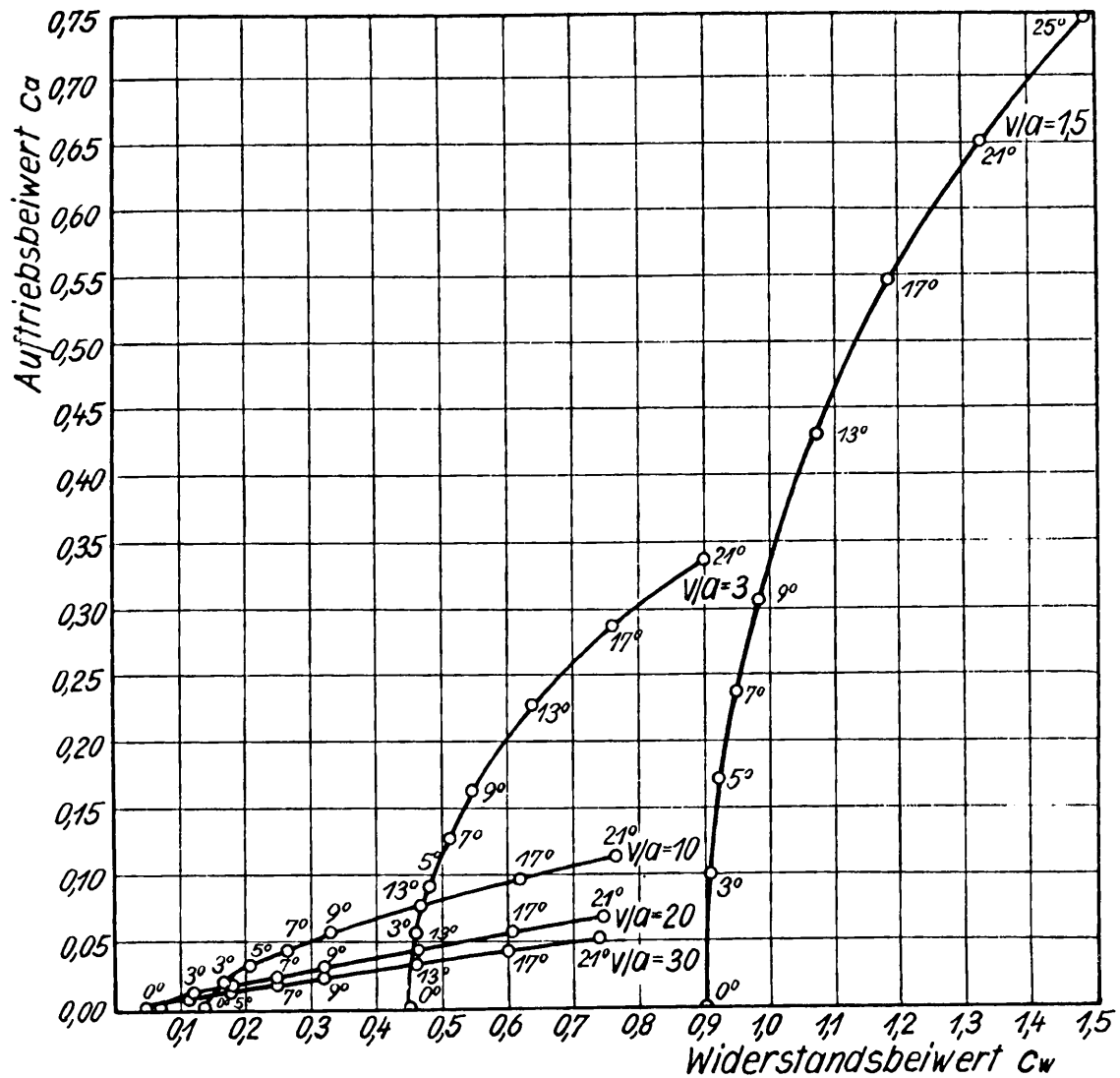


Abb. 47; Polaren der ebenen, unendlich dünnen Platte im gaskinetischen Strömungsbereich für verschiedene Fluggeschwindigkeiten.

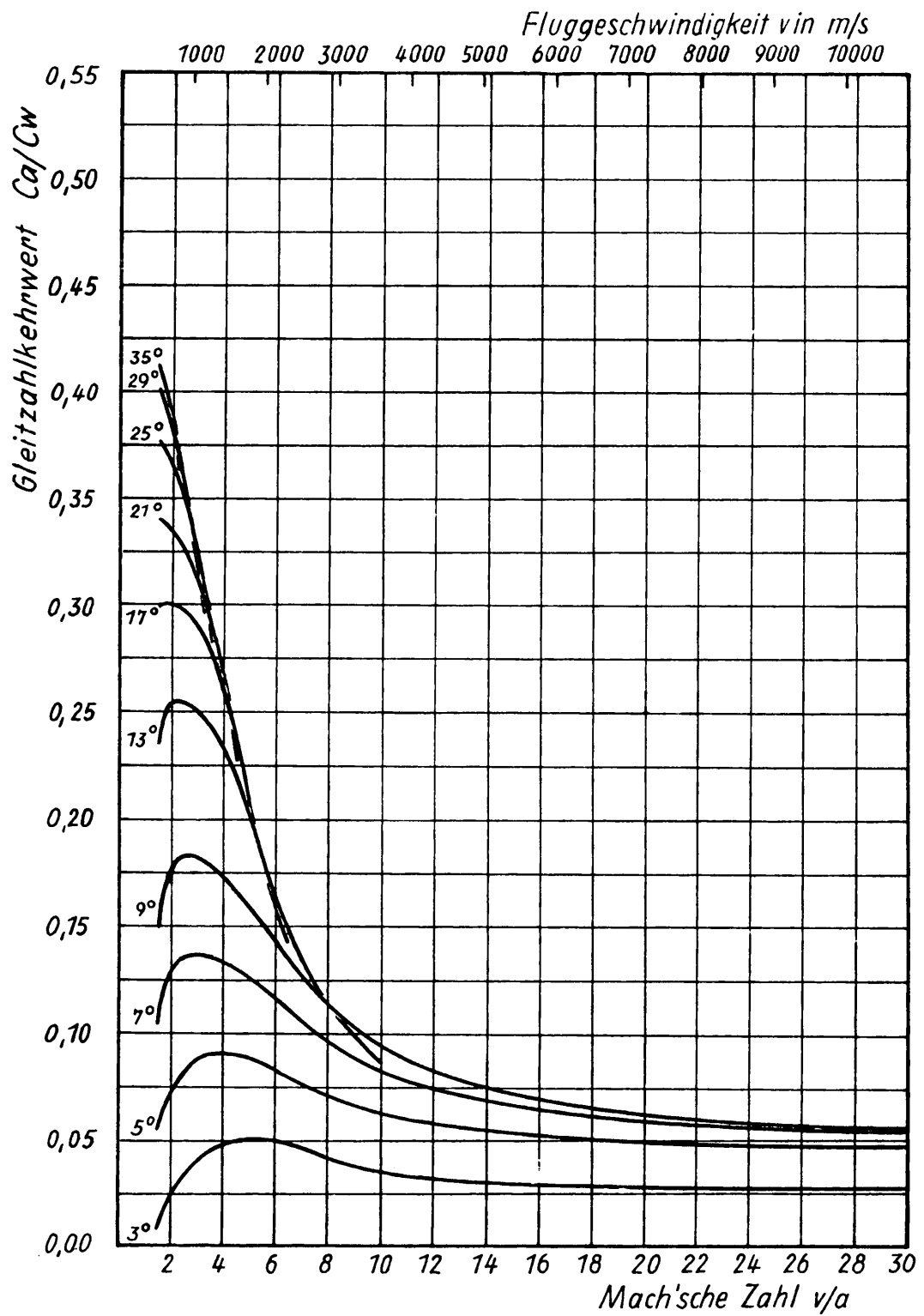


Abb. 48; Gleitzahlkehrwerte des Raketenbombers im gaskinetischen Strömungsbereich.

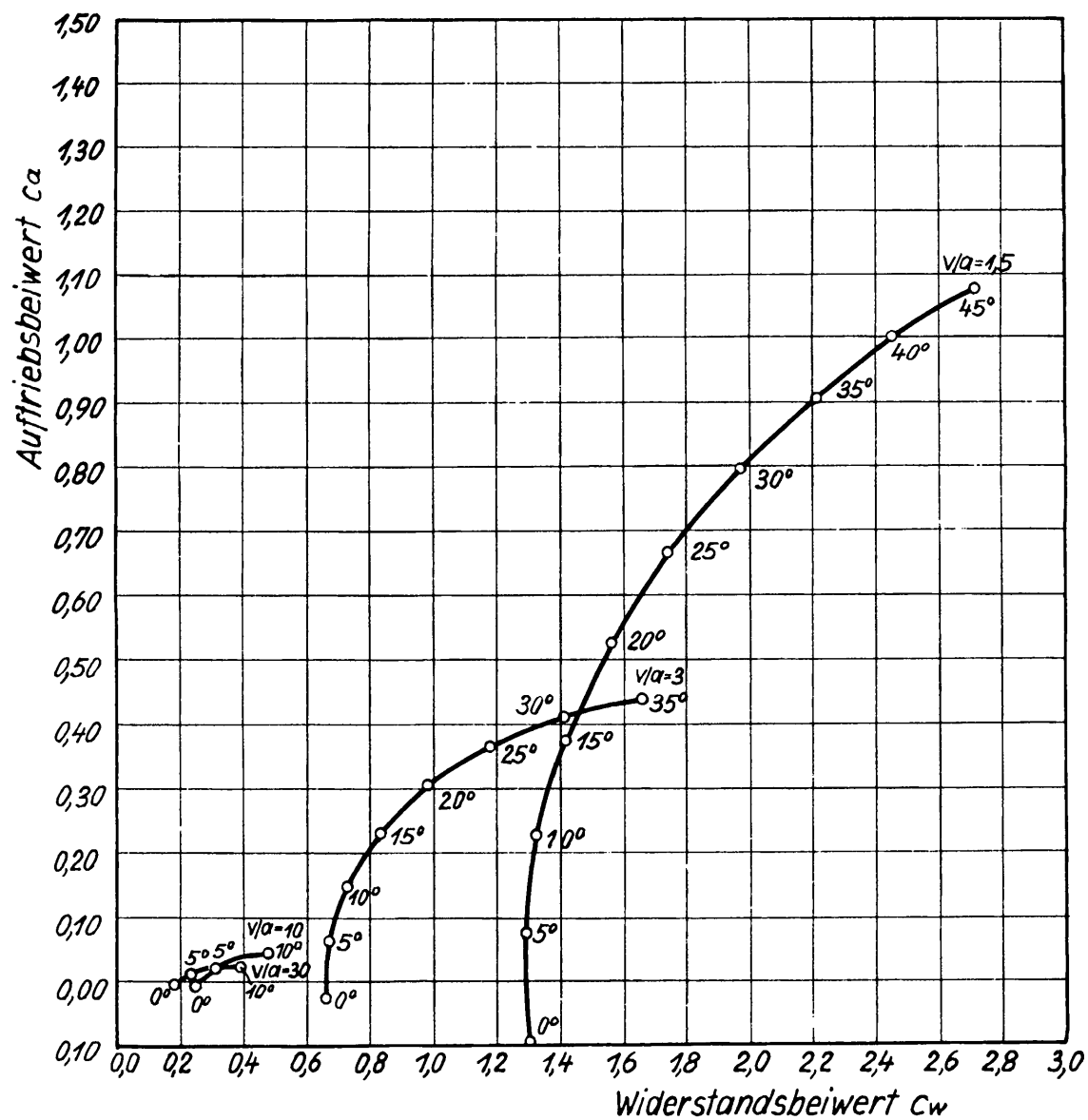


Abb. 49;

Polaren des Raketenbombers im gaskinetischen Strömungsbereich für verschiedene Fluggeschwindigkeiten.

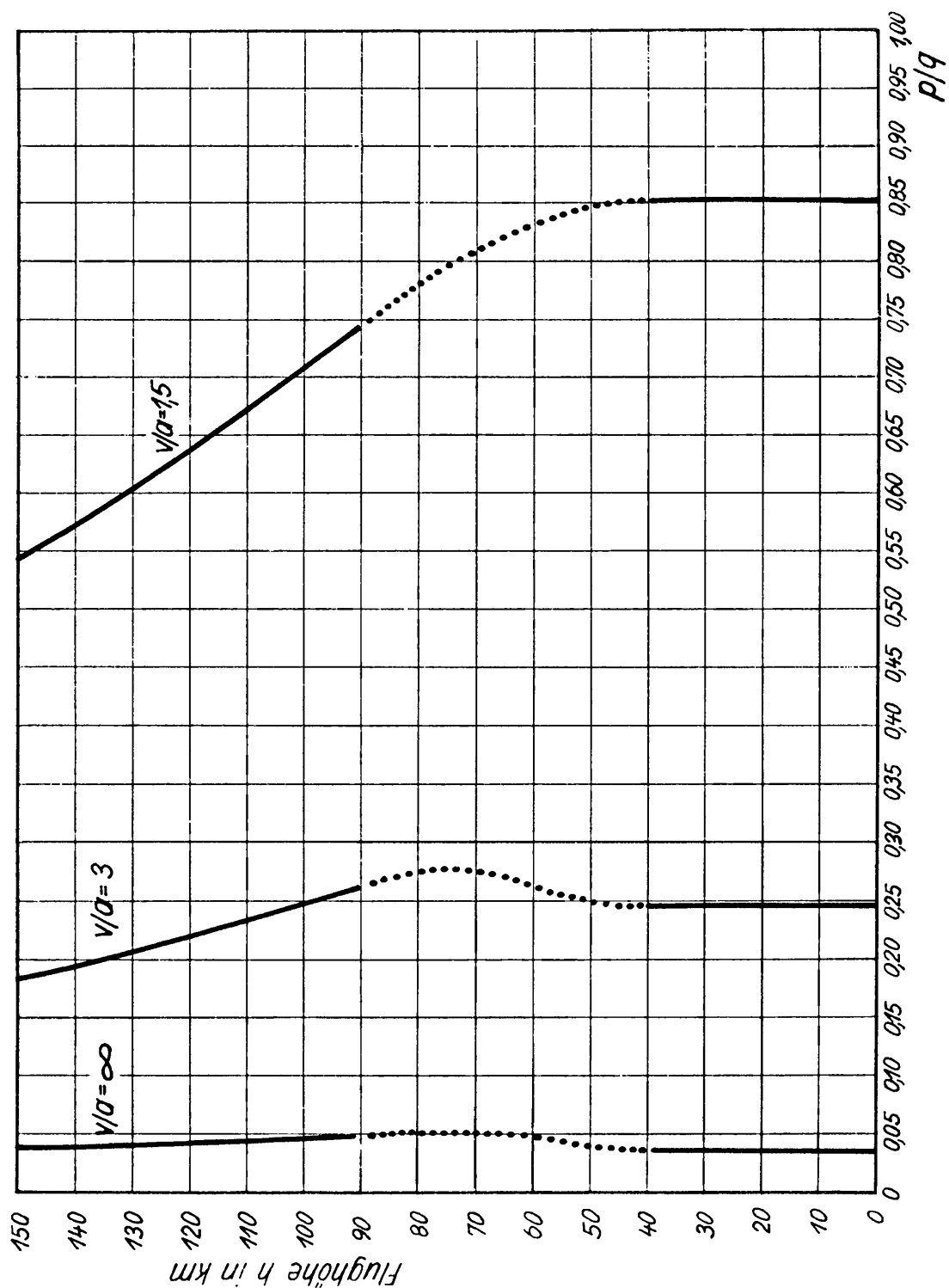


Abb. 50; Verlauf der Beiwerte p/q des Luftdruckes senkrecht zu einer ebenen Platte beim Anstellwinkel $\alpha = 7^\circ$ über Fluggeschwindigkeit und Flughöhe (gasdynamischer, gaskinetischer und Übergangsbereich der Strömung).

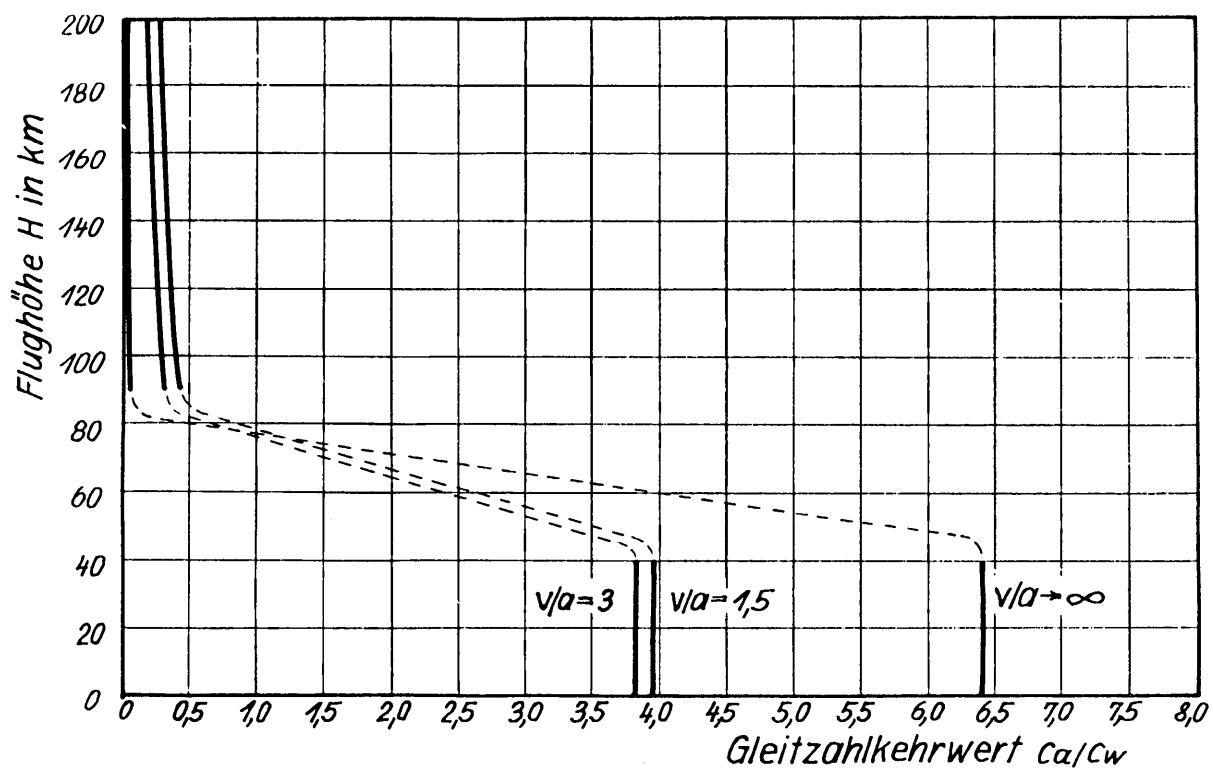


Abb. 51.

Verlauf des Kehrwertes der besten Gleitzahl des Raketenbombers über Fluggeschwindigkeit und Flughöhe (gasdynamischer, gas-kinetischer und Übergangsbereich der Strömung).

möglichem Kraftstoffverbrauch bei gleicher Endgeschwindigkeit zu suchen sein wird.

In Abbildung 52 ist als Mass für den nutzbaren Energiegehalt je Masseneinheit der Kraftstoffe wieder ihre wirksame Auspuffgeschwindigkeit c gewählt und die jeweils erreichbare Geschwindigkeitssteigerung v auf diese bezogen worden, während der Kraftstoffverbrauch $G_0 - G$ ins Verhältnis zum Startgewicht G_0 , bzw. zum Gewicht der beschleunigten Masse G gesetzt ist. Könnte man die nutzbar gewordene Energie $(G_0 - G) c^2/2g$ der Feuergase vollständig auf den zu beschleunigenden Körper übertragen, wie es wenigstens theoretisch beim Abschuss aus einem Rohr vorstellbar ist, so würde gelten: $v/c = \sqrt{G_0/G - 1}$. Diese Verhältnisse eines idealen Schusses sind in Abbildung 52 in Kurve 1 dargestellt. Mittels Raketenantrieb würde der Beschleunigungsvorgang, wenn er nur gegen die eigenen Trägheitskräfte des Bombers und gegen keinerlei sonstige Widerstände, wie Luftwiderstand, Erdanziehung usw. vor sich geht, nach Integration des Schwerpunktsatzes $c \, dm + m \, dv = 0$ durch die sogenannte Raketengrundgleichung $v/c = \ln G_0/G$ darstellbar sein. Diese Kurve 2 der idealen Raketenbeschleunigung ergibt bei gleichen Kraftstoffverbräuchen also bedeutend kleinere Endgeschwindigkeiten. Die dem Beschleunigungsvorgang verlorengegangene Energie steckt in der Bewegung, die die Feuergase während des Antriebes relativ zum Startplatz erhalten und die häufig durch den äusseren Wirkungsgrad des Raketenantriebes gekennzeichnet wird. Über die angewendeten Beschleunigungen enthält diese Schlüsselkurve idealen Raketenantriebs keinerlei Festlegungen. In Wirklichkeit muss die Beschleunigung des Bombers gegen Luftwiderstand und wenigstens eine Komponente des Gewichtes erfolgen, und diese Bahnwiderstände fallen umso stärker ins Gewicht, je geringer die angewendeten Beschleunigungen sind. Nimmt man beispielsweise an, dass die Gewichtskomponente in der Bahnrichtung und der Luftwiderstand zusammen immer ein fester Bruchteil, z.B. $1/5$ des jeweiligen Fluggewichtes wären, und dass die Aufstiegsbeschleunigung konstant gehalten würde, dann kann man mit k das Verhältnis des um die genannten Widerstandskräfte

verminderten Raketenschubes zum wirksamen Schub bezeichnen, und mit dem Ansatz $k \cdot c \cdot dm + m \cdot dv = 0$ erhält man eine modifizierte Raketengrundgleichung $v/c = k \ln G_0/G$. Wählt man den Raketenschub gleich dem jeweiligen Fluggewicht, so wird $k = (1-0,2)/1 = 0,8$, und die Schlüsselkurve dieses Antriebes erhält die Gleichung $G/G_0 = e^{-v/0,8c}$ oder $v/c = 0,8 \ln G_0/G$. Diese Kurve mit $k = 0,8$ ist unter der Bezeichnung 3 in Abbildung 52 ebenfalls eingetragen. Flugtechnisch ist nicht einmal diese Kurve einzuhalten, wenn das Flugzeug mit den üblichen geringen Geschwindigkeiten am Boden startet, weil bei der angenommenen Beschleunigung die Luftkräfte im Unterschallflugbereich viel zu rasch anwachsen würden. In Kurve 4 ist daher der Aufstiegsverlauf eines Verkehrsraketenflugzeuges mit hohen Anforderungen an Sicherheit und Bequemlichkeit, also geringen Start- und Landegeschwindigkeiten und geringen, fast konstanten Beschleunigungen in der Aufstiegsbahn dargestellt nach einer älteren, eingehenden Bahnberechnung [18]. Der lange, mühsame und äusserst unwirtschaftliche Aufstieg bis zur Erreichung der Überschallgeschwindigkeit fällt besonders auf und zeigt, wie teuer niedrige Bodengeschwindigkeiten und die damit verbundenen niedrigen Anfangsbeschleunigungen dem Raketenflugzeug kommen. In den mit 5 bezeichneten Kurven ist eine Beschleunigungsmöglichkeit des Raketenbombers unter folgenden Voraussetzungen überschlagen: der Raketenschub ist gleich dem a -fachen Anfangsfluggewicht G_0 und bleibt über der ganzen Aufstiegsbahn konstant, sodass die Beschleunigungen nach Massgabe der abnehmenden Raketenmasse bis zu einer, für die Bemannung bzw. das Flugzeug eben noch erträglichen Grenze wachsen, und der Raketenmotor immer voll ausgenutzt ist. Die sekundliche Gewichtsabnahme ist also konstant und gleich $aG_0 \cdot g/c$, sodass das Gewicht nach der Zeit t wird: $G = G_0 (1 - agt/c)$. Aus der Gleichsetzung der Trägheitskräfte und Widerstandskräfte - letztere nach derselben Annahme wie für 3 - mit dem Raketenschub folgt $v/c = \ln G_0/G - 0,2 \cdot (1-G/G_0)/a$. Diese Überschlagsrechnung ist in Abbildung 52 für drei verschiedene Werte von a eingetragen worden, und zwar für $a = P/G_0 = 0,25$, $a = 1,0$ und $a = 10$. Bei der Kurve $P/G_0 = 0,25$ wächst die Beschleunigung von etwa $0,5 \text{ m/sec}^2$ bis

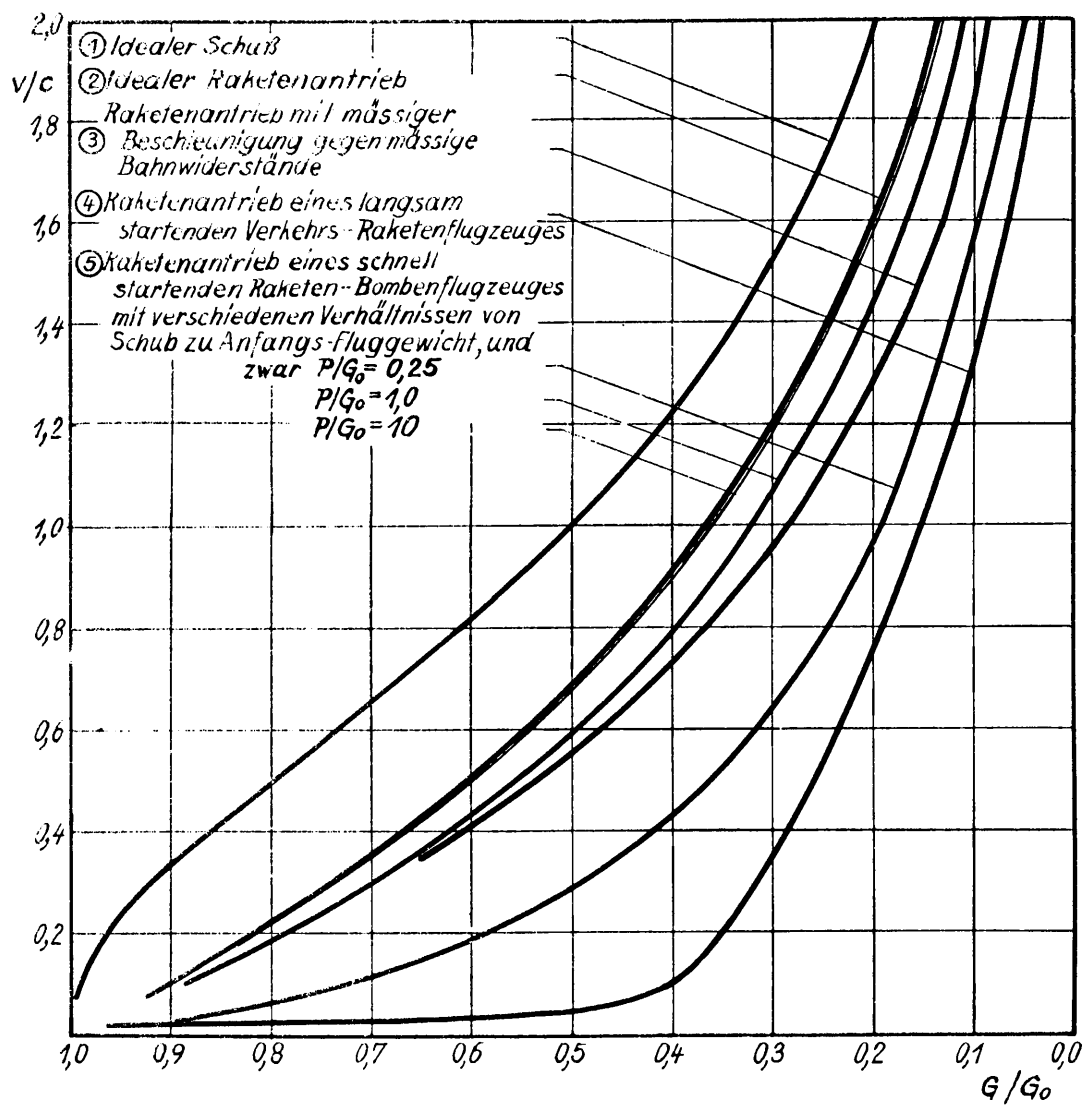


Abb. 52; Schlüsselkurven des Raketenantriebes.

gegen etwa 25 m/sec^2 . Wegen dieser geringen Beschleunigungen weicht die Kurve von jener des idealen Raketenantriebes merkbar ab. Bei der Kurve $P/G_0 = 1,0$, bei der Schub und Anfangsfluggewicht gleich sind, bewegen sich die Beschleunigungen zwischen 10 m/sec^2 und 100 m/sec^2 , und die Kurve nähert sich jener des idealen Raketenantriebes ² am besten von allen Vergleichsantrieben. Endlich ist bei der Kurve $P/G_0 = 10$ der Schub zehnmal so gross wie das Anfangsfluggewicht, die Beschleunigungen liegen zwischen 100 m/sec^2 und 1000 m/sec^2 , also sicher jenseits der für Menschen erträglichen Grenzen. Der sehr grosse Einfluss der gewählten Aufstiegsbeschleunigung auf die mit bestimmten G/G_0 erreichbaren Endgeschwindigkeiten des Flugzeuges ist damit deutlich geworden.

Die den Kurven $P/G_0 = 1$ und $P/G_0 = 10$ zugrundeliegenden Annahmen sind offenbar so zweckmässig, dass merkbar günstigere Antriebsarten kaum mehr gefunden werden können, sodass sich die nähere Untersuchung der Start- und Aufstiegsvorgänge unter diesen Voraussetzungen empfiehlt. Beide Kurven unterscheiden sich nur hinsichtlich der angewendeten Aufstiegsbeschleunigungen. Die anwendbaren Beschleunigungen sind begrenzt durch die Festigkeit des Flugzeuges und durch die Widerstandsfähigkeit des Menschen. Nach unseren gegenwärtigen Kenntnissen über das physiologische Verhalten des Menschen unter sehr hohen Beschleunigungen muss angenommen werden, dass ein unbemanntes Raketenflugzeug noch mit etwas höheren Beschleunigungen betrieben werden könnte als ein bemanntes Flugzeug, doch kommt auch das unbemannte Flugzeug bald an eine Grenze, wo die Vorteile höherer Antriebsbeschleunigungen wettgemacht werden durch den Nachteil des grösseren Baugewichtes, der sehr stark beschleunigungsfähigen Flugzeugen anhaftet. Der Raketenbomber kann zudem wegen seiner ausserordentlichen Reichweite und wegen der notwendigen sehr genauen Navigation für den Bombenabwurf auf einen an Bord mitfliegenden Führer nicht verzichten. Daher sind die anwendbaren Beschleunigungen begrenzt durch die für den trainierten Flieger erträglichen Werte.

In Abbildung 53 sind die vom Menschen in verschiedenen

Körperlagen nach dem letzten Stand der Untersuchungen [2, 12, 15, 31] ertragbaren höchsten Beschleunigungen, abhängig von ihrer Wirkungszeit, dargestellt. Während die Grenzen in sitzender Stellung durch Störungen des Kreislaufsystems, besonders durch auftretenden Blutmangel in Hirn und Herz infolge der hydrostatischen Höhenunterschiede innerhalb des Kreislaufsystems erreicht werden, tritt diese Gefahr in liegender Stellung stark zurück, und die Grenze scheint dort durch Atemschwierigkeiten infolge des stark erhöhten Brustkorbgewichtes gesetzt zu sein. Diese günstigere, liegende Stellung ergibt sich im Raketenbomber bei der in Abbildung 33 eingezeichneten Sitzanordnung ohne weiteres, da die vom Triebwerk kommenden Beschleunigungen den Piloten senkrecht zur Körperachse treffen. In liegender Stellung sind bei Karussellversuchen von narkotisierten Affen Beschleunigungen von 20g durch mehr als 1 Minute, und von Menschen Beschleunigungen bis 17 g durch 180 Sekunden ertragen worden.

Während des Startes und Aufstieges eines Raketenbombers gibt es zwei Phasen, in denen die Beschleunigungen kritische Werte erreichen können: der Schleudervorgang beim Start und das Ende der Aufstiegsbahn. Der Schleudervorgang beim Start erstreckt sich über wenige Sekunden; die Beschleunigung ist frei wählbar, die gewählte Beschleunigung setzt ziemlich schlagartig voll ein, hält beispielsweise 11 Sekunden in voller Stärke an und endet dann wieder plötzlich. Eine Anpassung des Kreislaufsystems ist also kaum möglich. Wegen dieser stossartigen und dabei doch ziemlich langanhaltenden Wirkung wird man selbst mit Berücksichtigung der günstigen Eigenschaften der Querlage mit der Startbeschleunigung nicht über 5g hinausgehen. Dies umso mehr, als höhere Startbeschleunigungen sich nur in einer Verkürzung der erdfesten Startbahn und allenfalls geringfügiger Einsparung von Startraketen auswirken, für die Flugleistungen aber ungünstig sind, da sie stärkere Bauart des Tanktragwerkes am Bomber fordern. Ganz anders liegen die Verhältnisse am Ende der Aufstiegsbahn. Während des Aufstieges wachsen die Beschleunigungen bekanntlich wegen der abnehmenden Flugzeugmasse und des konstanten Motorschubes im Verhältnis G/G stetig an. Wenn man das Flugzeug auch ohne Nutzlast ausfliegen will, wird dieses Verhältnis nach den bisherigen Annahmen schliesslich zehn.

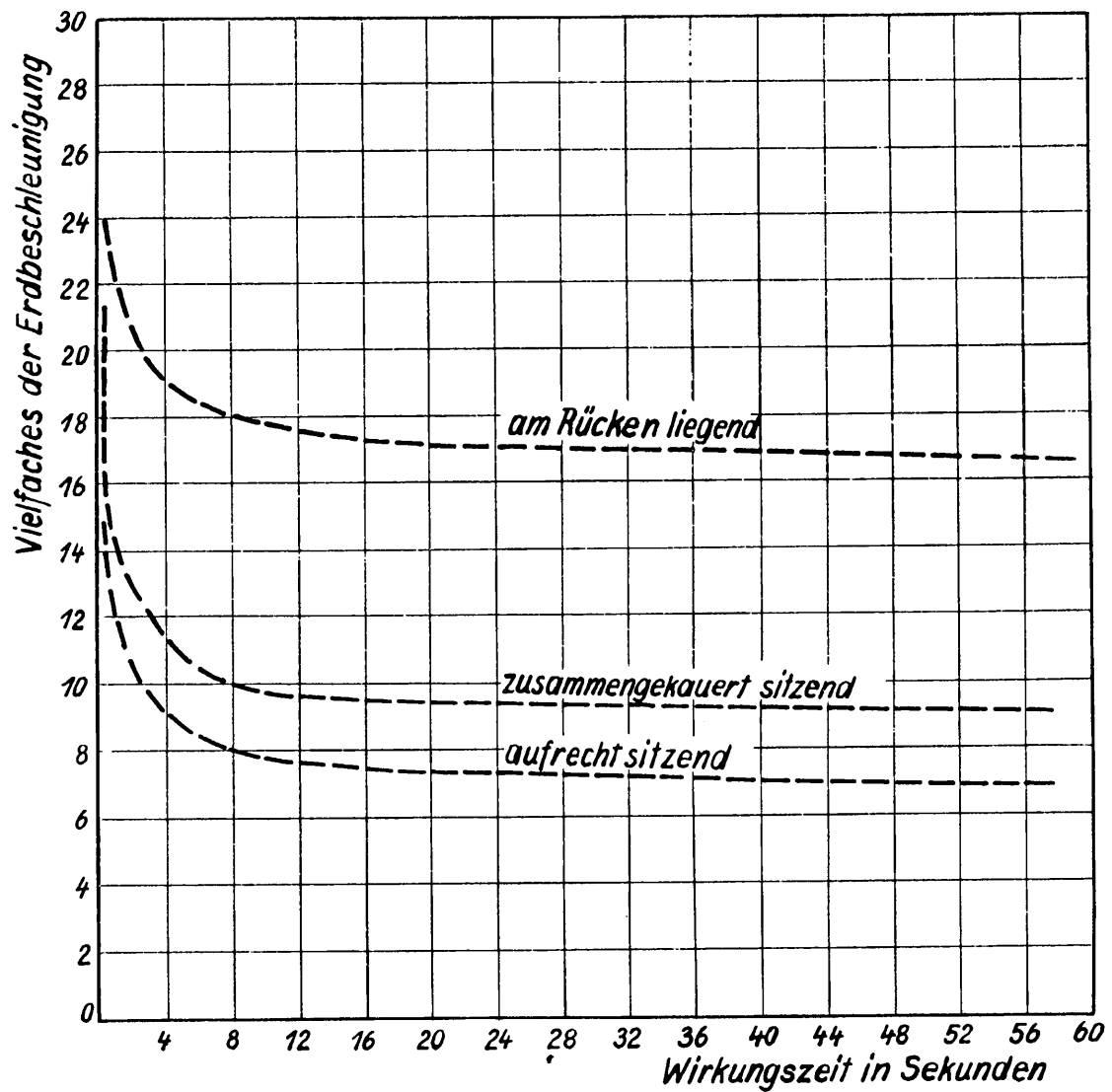


Abb. 53;

Grenzen der von geübten Piloten ertragenen Beschleunigungen in Vielfachen der Erdbeschleunigung, abhängig von der Wirkungszeit.

Dieser Aufstiegsvorgang erstreckt sich über mehrere Minuten, wobei der höchste Beschleunigungswert erst in der letzten Sekunde auftritt. Der Körper hat durchaus Zeit, sich allmählich an die hohen Beschleunigungen anzupassen, und die höchsten Beschleunigungen selbst dauern nur kurze Zeit. Die Verhältnisse liegen darum sehr günstig, und die Auswirkung hoch gewählter Beschleunigungen auf die Flugleistungen ist ebenfalls günstig. Man wird hier also näher an die Erträglichkeitsgrenze heranrücken, und mit Rücksicht auf die Querlage des Piloten Betriebsbeschleunigungen bis $10g$ zulassen.

Mit dem vorausgesetzten $G/G_0 = 0,1$ bedeutet dies, dass der Faktor a gleich 1 wird, also der Motorschub gleich dem Anfangsfluggewicht wird. Die Grenzbeschleunigung $10g$ wird bei dieser Annahme natürlich nicht erreicht, wenn der Bomber mit Nutzlast fliegt. Wenn er beispielsweise nur 5 Tonnen Bomben an Bord hat, dann wird $G/G_0 = 0,15$ und die Grenzbeschleunigung nur $6,67g$. Mit $P = G_0$ ist die Beschleunigung zu Beginn des Aufstieges gleich $1g$ und wächst innerhalb von beispielsweise $t = c/g \cdot (1 - G/G_0) = 340$ Sekunden, bzw. 360 Sekunden, nach der ohne Berücksichtigung von Widerstandskräften geltenden Beziehung $b = g/(1 - gt/c)$ auf $6,67g$ bzw. auf $10g$ an. Der letzte Anstieg durch den kritischen Bereich von $6,67g$ auf $10g$ vollzieht sich somit in der sehr kurzen Zeit von 20 Sekunden. Nur während dieser 20 Sekunden ist der Pilot den kritischen Beschleunigungen ausgesetzt, nachdem er vorher 340 Sekunden lang langsam und allmählich an die hohen Beschleunigungen gewöhnt worden ist, und auch dies nur in dem praktisch bedeutungslosen Fall, wo er ohne Bomben startet. Damit erscheinen die Annahmen über zulässige Beschleunigungen während des Aufstieges gerechtfertigt.

2. Schleuderstart.

Der Raketenbomber soll mit bodenfesten Mitteln auf eine Startgeschwindigkeit von 500 m/sec gebracht werden, um die mit den Bordkraftstoffen erreichbare Endgeschwindigkeit des Aufstieges möglichst zu steigern, um die mit der Startflächen-

belastung von 800 kg/m^2 zusammenhängenden Schwierigkeiten zu mildern und die ungeklärten Flugeigenschaften der Zelle beim Durchgang durch die Schallgeschwindigkeit während der Beschleunigungsphase auszuschalten. Dazu ist eine katapultartige, genau geradlinige, horizontale Schienen-Startbahn von mehreren Kilometern Länge notwendig, auf der ein Startschlitten gleitet, der das abzuschleudernde Flugzeug trägt und der seinerseits durch Raketen-geräte hoher Schubkraft, aber mässiger Auspuffgeschwindigkeit angetrieben wird. In Abbildung 54 ist eine technische Anordnung der Schleudieranlage skizziert. Auf die Startbahn wirken als lotrecht nach unten gerichtete Kräfte das Gewicht des Bombers mit Schlitten und Startrakete mit etwa 150 Tonnen, und daneben erhebliche zufällige Kräfte lotrecht nach oben bzw. in der Bahnlängsrichtung aus Antriebs- oder Bremswirkungen. Diese Kräfte und die Forderung nach sehr genauer Lagerung der Gleitschienen legen nahe, den Bahnkörper als durchlaufenden Eisenbeton-Tragkörper auszubilden, dessen Querschnitt bei der gewählten Einschienebahn-Anordnung die in Abbildung 54 erkennbare gleichschenkelig-dreieckige Form erhält, wobei die Basis des Dreieckes zur Gründung des Bauwerkes in der Erde benützt wird, während der Schlitten mit dem Flugzeug auf der Spitze des Dreieckes reitet. Der Oberbau des Startbahn-Körpers besteht aus der auf der Mauerkrone liegenden Tragschiene, die die lotrechten Kräfte aufzunehmen hat und ausserdem die sehr grossen horizontalen Bremskräfte überträgt, und aus zwei in halber Mauerhöhe liegenden Führungsschienen, die nur kleine, zufällige Kräfte erhalten, mit denen Drehbewegungen des ganzen bewegten Systems von Flugzeug und Schlitten um die Längsachse verhindert werden. Trag- und Führungsschienen sind mit Schmiermitteln geeigneter Zähigkeit geschmiert, sodass auf ihnen die Gleitbacken des Schlittens mit geringer Reibung gleiten können. Der Schlitten selbst ist in den beiden Punkten A und B auf je einer Gleitbacke gelagert und ausserdem durch zwei Auslegerpaare gegen Umkippen gesichert. Sein Baugewicht wird zusammen mit dem der leeren Startraketen zu 5 Tonnen angenommen. Das abzuschleudernde Flugzeug von 100 Tonnen Gewicht liegt vorn auf dem Schlittenhauptträger, das Schlittentriebwerk liegt rückwärts und im Windschatten des Flugzeugs. Die hohen Startschübe werden durch den Schlittenhauptträger nach vorne auf

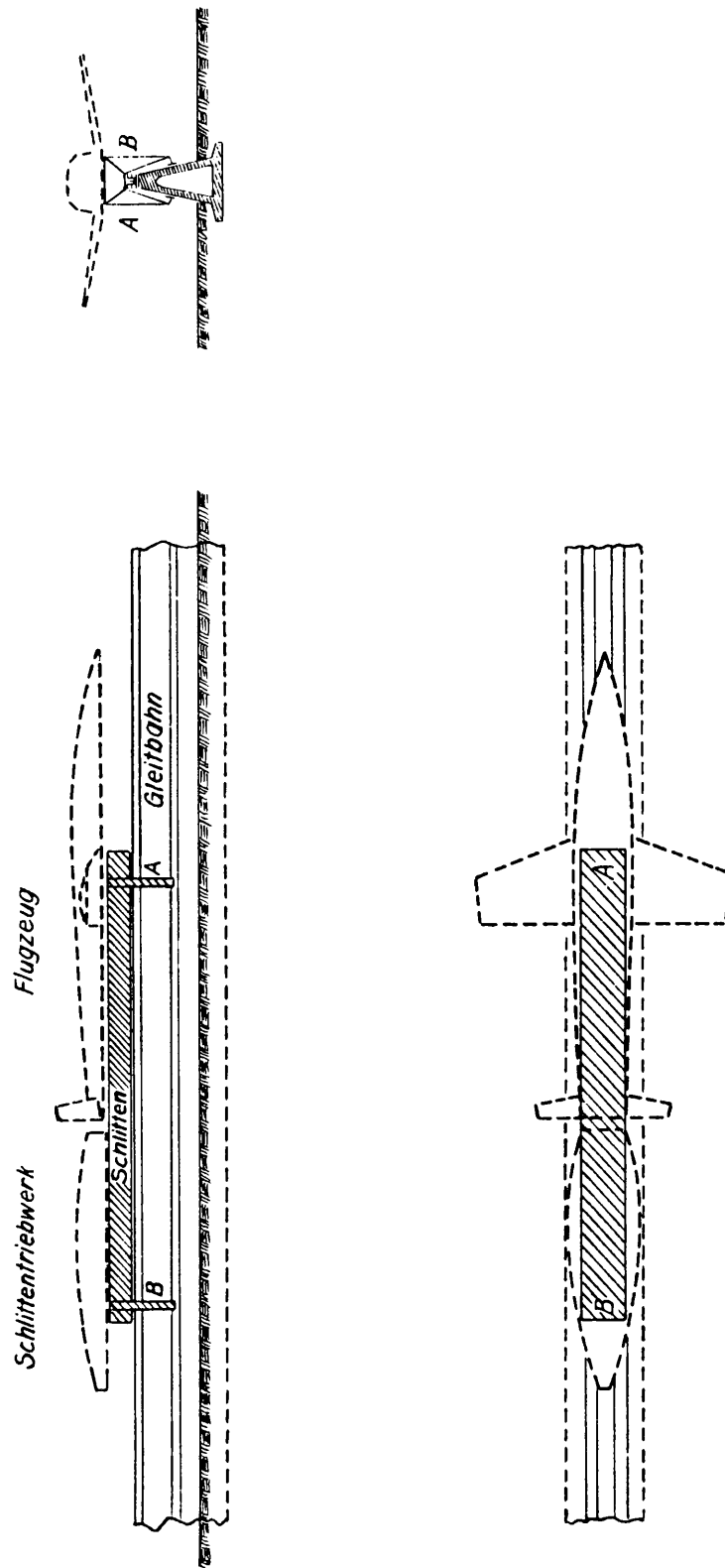


Abb. 54; Startschlitten des Raketenbombers.

das Flugzeug übertragen. Von den Startraketen werden sehr hohe Schübe von 610 Tonnen durch 11 Sekunden und äusserste Betriebssicherheit verlangt, während ihre Auspuffgeschwindigkeit mässig sein darf, da sie auf die Flugleistungen des Bombers nicht rückwirkt. Bei einem Verbrauch von über 40 Tonnen Startkraftstoffen je Start wird man aus Sicherheits- und Wirtschaftlichkeitsgründen nicht zu den für mässige Auspuffgeschwindigkeiten üblichen selbständigen Raketenkraftstoffen, wie Pulver oder Wasserstoff-superoxyd greifen, sondern wird die weit billigeren Zweistoffsysteme, etwa Flüssigsauerstoff und Gasöl-Wasseremulsion, vorziehen. Für die Überrechnung des Schleudervorganges soll die Auspuffgeschwindigkeit dieser bodenfesten Startraketen zu $c = 1500 \text{ m/sec}$ eingesetzt werden, sodass ihr sekundlicher Kraftstoffverbrauch bei $P_g/c = 4000 \text{ kg/sec}$ liegt. Das Gewicht des zu startenden Systems beträgt bei konstantem Startschub P daher in jedem Augenblick $G_S = G_{OS} - P_g t/c$. Der Luftwiderstand des gesamten Katapultsystems wird zu 75000 kg bei $v/a = 1,5$ geschätzt und soll während des Startes nach der Beziehung $W = 0,3 v^2$ wachsen. Der Gleitwiderstand des Schlittens auf der Startschiene ist gegenüber den genannten beiden Kräften völlig vernachlässigbar. Mit Hilfe der dynamischen Grundgleichung lässt sich nun die Startbeschleunigung in jedem Augenblick schreiben:

$$dv/dt = g(P - 0,3 v^2)/(G_{OS} - P_g t/c).$$

Aus der Forderung, dass die Beschleunigung am Ende des Startes einen Höchstwert von 50 m/sec^2 nicht überschreitet, folgt der erwähnte konstante Startschub von $P = 610000 \text{ kg}$, wenn das Endgewicht der Startmasse 105000 kg beträgt. Durch einmalige Integration der Beschleunigungsgleichung erhält man den Zusammenhang zwischen abgelaufener Zeit und erreichter Geschwindigkeit zu

$t = G_{OS}/3990 \left[1 - \left(\frac{428 - 0,3 v}{428 + 0,3 v} \right)^{0,48} \right]$. Mit $v = 500 \text{ m/sec}$ folgt die Startdauer $t_1 = 7,37 \cdot 10^{-5} G_{OS}$; eine zweite Beziehung liefert das Verbrauchsgesetz der Startrakete $G_S = 105000 = G_{OS} - P_g t_1/c$, woraus sich schliesslich $t_1 = 10,96 \text{ sec}$ und $G_{OS} = 148700 \text{ kg}$ ergeben.

Der zurückgelegte Weg lässt sich am einfachsten durch graphische Integration ermitteln. Zusammenfassend liefern diese Beziehungen über den Startvorgang, dass die Startraketen einen konstanten Schub von $P = 610 \text{ Tonnen}$ durch 11 Sekunden entwickeln, dabei

43,7 Tonnen Kraftstoffe bei $c = 1500 \text{ m/sec}$ verbrauchen, wenn das auf 500 m/sec katapultierte System 105 Tonnen wiegt, dass die Länge der Schleuderbahn 2750 m beträgt, und dass die Schleuderbeschleunigungen von anfangs $40,2 \text{ m/sec}^2$ allmählich bis auf den zugelassenen Grenzwert von 50 m/sec^2 am Startende anwachsen, sodass man überschlägig auch mit einer mittleren Beschleunigung von $b = 45 \text{ m/sec}^2$ alle übrigen Startgrössen berechnen kann zu $t = v/b = 500/45 \div 11 \text{ sec}$ und $s = \frac{1}{2} b t^2 \div 2750 \text{ m}$.

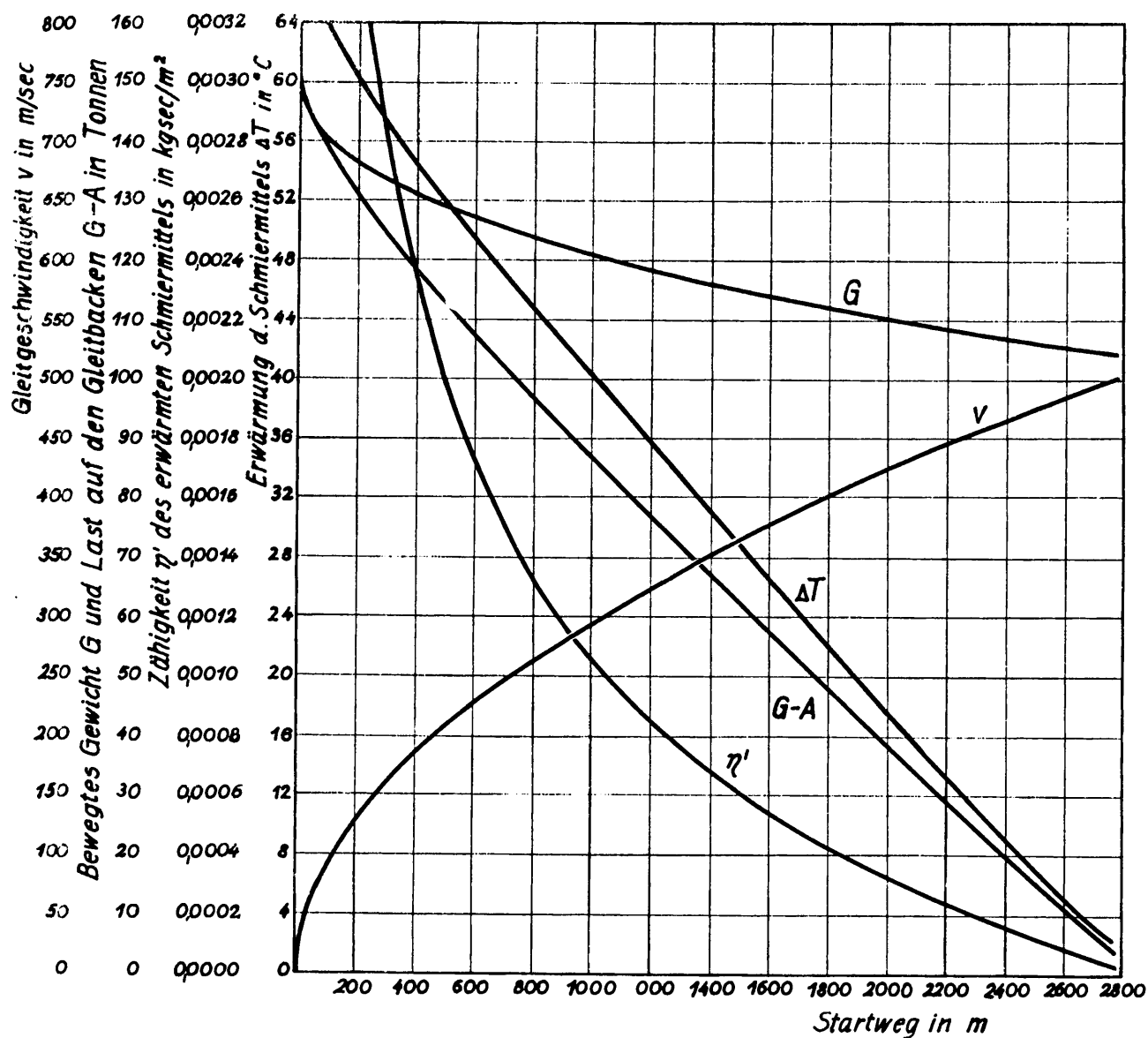
In Abbildung 52 ist die Abhängigkeit der erreichten Geschwindigkeit v und des jeweiligen Restgewichtes G vom zurückgelegten Startweg aufgetragen; gleichzeitig sind dort noch einige mit den Gleitbacken des Startschlittens zusammenhängende Grössen wiedergegeben. Die beiden Gleitbacken in den Punkten A und B können als Bronze- oder gehärtete Stahlkörper von beispielsweise je $0,25 \times 0,25 \text{ m}$ grosser, quadratischer Backenfläche angenommen werden, die nach Art der selbsteinstellenden Lagerplatten in Mitchell-Lagern um eine Kippkante beweglich angeordnet sind, wobei die ebene, untere Lauffläche der Backe am vorderen Ende aufgekrümmt ist, um die Schmierstoffzuführung zum Schmierkeil zu sichern. Aus Gumbel-Everling [7, S.150/151] entnimmt man für quadratische Gleitbacken von der Kantenlänge t bei einer Lage des Kraftangriffspunktes, die der sichersten Schmierschichtdicke entspricht ($\alpha_1 = 0,8$), einige grundlegende Beziehungen, z.B. über die Reibungszahl

$\mu = 2,37 \sqrt{\eta v / p t}$, worin p die durchschnittliche Pressung P/t^2 der Backe bedeutet, über die notwendige, kleinste Schmierschichtdicke $h_0 = 0,30 t \sqrt{\eta v / p t}$ und über den Anstellwinkel $\alpha = 0,37 \sqrt{\eta v / p t}$. Daraus folgt beispielsweise $\mu = 7,97 h_0 / t$, d.h. dass die geringste Spaltdicke h_0 des Schmierpaltes zwischen der unter dem Winkel α angestellten Gleitbacke und der Schienenoberfläche so klein wie irgend möglich bleiben muss, um hohe Lasten P bei kleinen Reibungswiderständen gleiten zu lassen. In dem angestrebten Zustand reiner Flüssigkeitsreibung ist h_0 begrenzt durch die Oberflächenrauigkeit der aufeinander gleitenden Flächen, die man für die sehr langen, einem rauen Betrieb und allen Wetterunbilden ausgesetzten Gleitflächen der Startbahn zwischen 10^{-4} und 10^{-5} m erwarten darf. Damit ist die geringstmögliche Spalt-

höhe h_0 , um verlässlich dynamisches Schwimmen der Gleitbacken zu sichern, festgelegt zu $h_0 = 10^{-4} \text{ m}$ und damit auch $\mu = 0,00316$. Die über die Zeit höchste, über die Fläche durchschnittliche Flächenbelastung jeder der beiden Backen beträgt $p = 75000/625 = 120 \text{ kg/cm}^2$, und sinkt während des Startes bis auf 4 kg/cm^2 . Nach den obigen Beziehungen wird das kleinstmögliche h_0 und damit das kleinstmögliche μ immer eingehalten werden können, wenn die Schmiermittelzähigkeit η im selben Mass abnimmt, wie v/p zunimmt, also $\eta v/p$ konstant bleibt. Während der Anfahrvorgänge des Schlittens sind die Gleitgeschwindigkeiten so klein, dass es keine ausreichend großen η gibt, um das genannte Produkt konstant zu erhalten. In diesem Fall wird sich die ebene Lauffläche der Backe zunächst ganz auf die ebene Lauffläche der Schiene auflegen und erst mit wachsendem v auf den gewünschten Anstellwinkel α erheben. In Abbildung 55 ist auch der in jedem Zeitpunkt auf die beiden Backen fallende Restbetrag $G - A$ des Gewichtes G eingetragen, wobei angenommen wurde, dass der Auftrieb A über v quadratisch von $A = 0$ bei $v = 0$ bis $A = 100$ Tonnen bei $v = 500 \text{ m/sec}$ wächst. Damit ist $P = (G-A)/2$ und die an jeder Bahnstelle erforderliche Schmiermittelzähigkeit errechenbar zu $\eta' = 11,1 P h_0^2 / v t^3$. η' ist die Zähigkeit des heissen Öles im Film unter der geringsten Spalthöhe h_0 . Die Erwärmung ΔT dieses Ölfilmes lässt sich so schätzen, dass man annimmt, die gesamte Reibungsarbeit würde nur Erwärmung des Öles bewirken. Wegen der ausserordentlich kurzen Zeiten dieses Erwärmungsvorganges wird die Wärmeableitung aus dem Öl tatsächlich äusserst gering sein. Aus $AP\mu v = t h_0 v \gamma c_s \Delta T$ folgt, dass die Erwärmung von der Gleitgeschwindigkeit nicht abhängt, und mit den gewählten Zahlenverhältnissen und $\gamma = 900 \text{ kg/m}^3$, $c_s = 0,5 \text{ kcal/kg}^\circ$ etwa $\Delta T = 0,000834 P$ wird, also mit fallendem P von anfangs über 60°C bis auf etwa 2°C am Ende des Schleudervorgangs absinkt, wie Abbildung 76 ebenfalls zeigt. Nimmt man eine Aussentemperatur von $+15^\circ \text{C}$ an, so wird am Ende der Schleuderbahn ein Schmiermittel verlangt, das bei $+17^\circ \text{C}$ eine Zähigkeit von etwa $\eta = 0,00002$ hat, wie z.B. Benzin, Wasser, Petroleum, während drei Meter nach dem Startbeginn das Schmiermittel bei 75°C Temperatur etwa die Zähig-

keit $\eta = 0,1$ haben soll, eine Forderung, die sich z.B. mit Pech erfüllen lässt. Dazwischen liegt der ganze Bereich aller denkbaren Schmiermittel: Auf den ersten drei Metern der Gleitbahn wird reine Flüssigkeitsschmierung überhaupt nicht möglich sein, man wird dort zu Graphit-Pech-Gemischen greifen müssen. Die angegebenen Beziehungen gelten zunächst nur für mässige Gleitgeschwindigkeiten, während die Bewegungsgeschwindigkeit von schliesslich 500 m/sec etwa $1/3$ des Wertes der Schallgeschwindigkeit im Schmiermittel erreicht, wodurch wohl starkes Anwachsen der Reibungskoeffizienten, aber keine physikalisch neuartigen Reibungsverhältnisse zu erwarten sind, umso mehr, als die hohen Geschwindigkeiten mit sehr geringen Flächenbelastungen der Gleitbacken zusammenfallen. Der einwandfreie Schmierzustand der 3 km langen Lauflflächen wird durch einen besonderen Schmierwagen herzustellen und zu überwachen sein, der die ganze Bahnlänge unter Benutzung der vorhandenen Schienen abfährt. Für die Bremsenrichtungen in Punkt B können die Verhältnisse des Eisenbahnbaues als Vorbild genommen werden, d.h. man wird Gusseisenbacken durch geeignete Kräfte an die Bremsflächen der Schiene pressen und diese Kräfte nach dem Abheben des Flugzeuges auslösen, um den leeren Schlitten auf kürzestem Weg wieder zur Ruhe zu bringen.

Um die grundsätzliche Möglichkeit des Gleitens bei sehr hohen Geschwindigkeiten zu studieren, sind von R. Schmid Versuche über das Gleiten von Geschossen längs gekrümmter und mit Vaseline geschmierter Metallwände angestellt worden. Die Versuchseinrichtung bestand aus einem blankgezogenen Stahlrohr von 10 mm Innendurchmesser, das vollständig längs geschlitzt wurde, sodass eine Rinne von U-förmigem Querschnitt entstand. Diese Rinne wurde in einem geschlossenen Kreis von 8 m Radius ausgelegt, sodass der Rinnenboden nach aussen lag, also das in der Rinne gleitende Geschoss durch die Zentrifugalkraft in der Rinne geführt war. Durch einen tangential in die Kreisbahn mündenden Ast wurde das mit anfänglich 800 m/sec bewegte sS-Geschoss aus einem deutschen Kaliber 98K geschossen und behutsam in die eigentliche Kreisbahn geleitet. Das Geschoss durchlief die kreisförmige Gleitbahn mehrere Male bis zum vollständigen Stillstand und wurde nach dem Versuch in der Rinne liegend und unbeschädigt gefunden (Abbildung 56, 57, 58). Die dünne



Schmiermittel:

Graphit, Pech
Fette
Zylinderöl
Maschinenöl

Spindelöl

Gasöl

Petroleum

(Wasser)

(Benzin)

Abb. 55; Gleitgeschwindigkeit v , bewegte Last G , Gleitbackenbelastung $G - A$, Erwärmung des Schmiermittelfilms ΔT , Zähigkeit des erwärmten Schmiermittels η' und zweckmäßige Schmiermittelart längs der Gleitlänge der Startbahn.

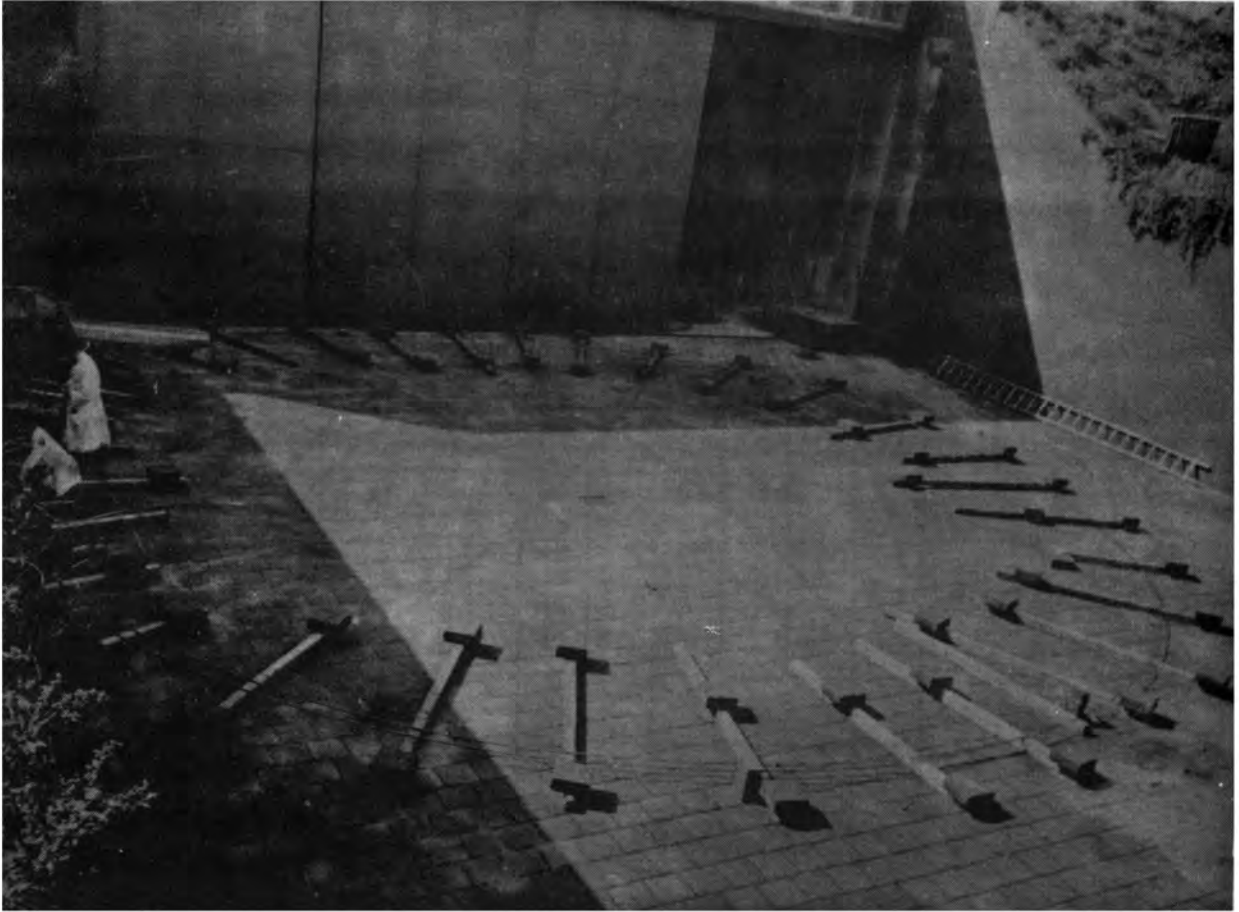


Abb.56; Versuchsanlage für Gleitreibungsversuche bei sehr hohen Gleitgeschwindigkeiten, bestehend aus einem Militärkarabiner 98K und einer mit 8 m Radius gekrümmten, geschmierten und geschlossen-kreisförmigen Gleitbahn für das sS-Geschoss.

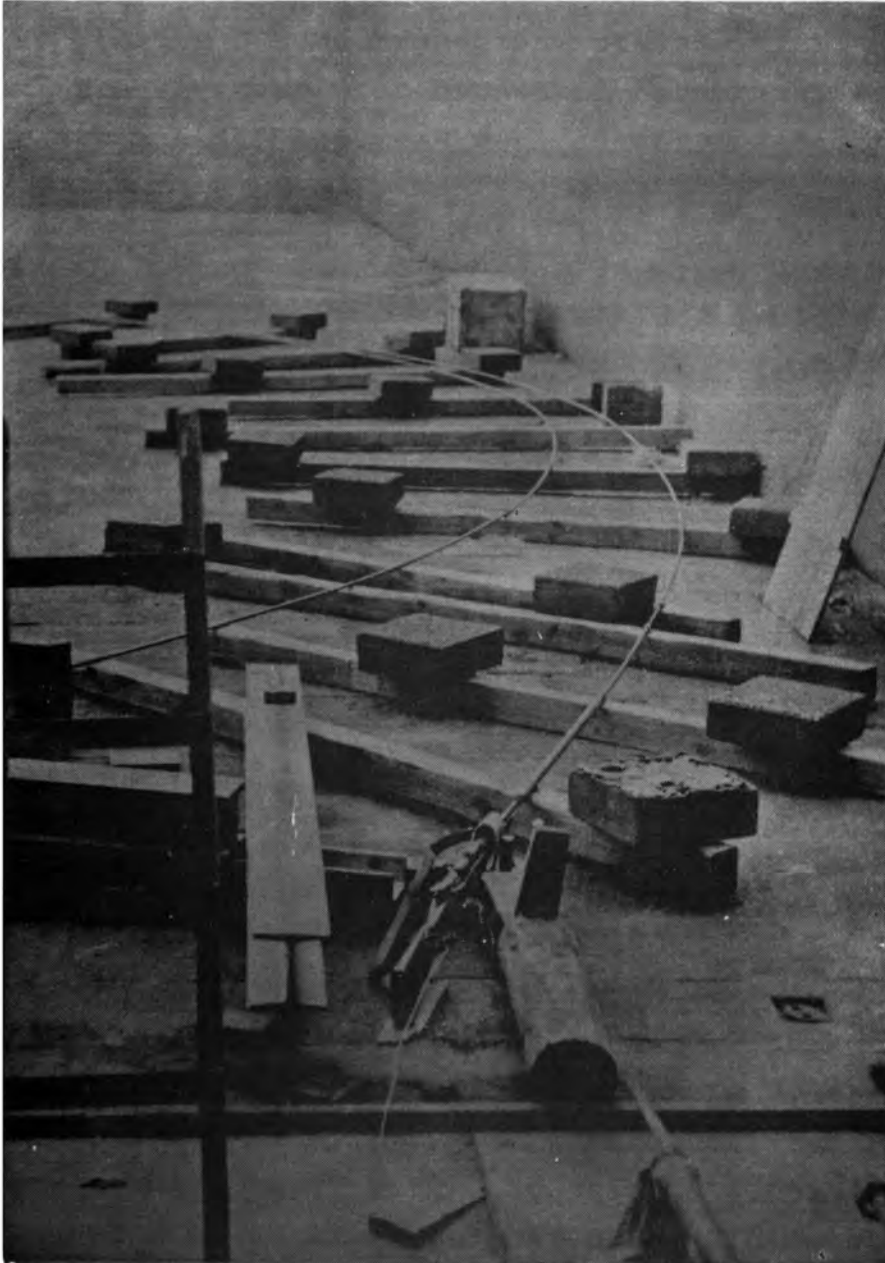


Abb. 57; Das sS-Geschoss wird aus einem Militärkarabiner 98K mit rund 800 m/sec Geschwindigkeit in den spiralig gekrümmten Einführungsast der Gleitbahn geschossen.

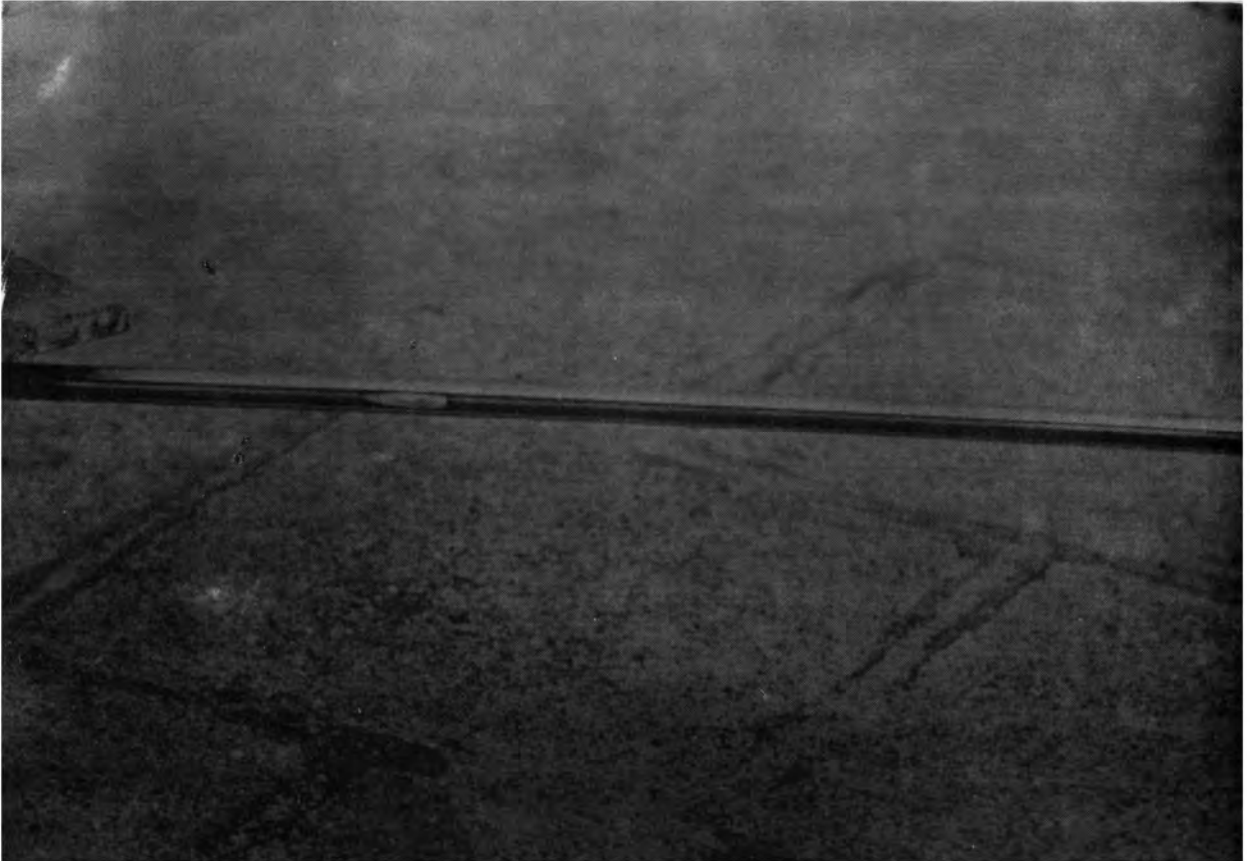


Abb. 58; Nach mehrmaligem Durchlaufen der kreisförmigen Gleitstrecke kommt das Infanteriegeschoss in der Gleitbahn unbeschädigt zur Ruhe.

Verkupferung des Stahlmantels war bei den meisten Versuchen in der Gegend des grössten Geschossdurchmessers abgescheuert, der Stahlmantel zeigte vereinzelte Kratzer, offenbar von Spänen und Graten in der Gleitbahn herrührend. Unmittelbar nach dem Auffinden war das Geschoss etwas über handwarm. Ferner war es in der Querrichtung etwas verdrückt, was wohl daher rühren dürfte, dass die Geschossdrehung schon nach kurzer Zeit aufhört und die Zentrifugalkraft von anfänglich ungefähr 100 kg den Bleikern zum Fließen bringt. Nach dem Abklingen der Rotation und nach der kleinen Verformung vergrössert sich die anfängliche Punktberührung an der Wand auf eine Auflagerfläche von etwa 1 cm^2 , sodass die Flächenpressung aus der Zentrifugalkraft mit 100 kg/cm^2 jener der Gleitbacken des Startschlittens ungefähr entspricht. Nachdem das sS-Geschoss aus Blei mit einem dünnen und weichen Stahlmantel besteht und im Laufe der rund 150 m Gleitweg alle Geschwindigkeitsstufen von 800 m/sec bis zur Ruhe durchläuft, ohne dass es Schaden leidet, wird dieser Versuch als Beweis für die Möglichkeit des Baues von Gleitbacken mit 500 m/sec Gleitgeschwindigkeit auf sorgfältig bearbeiteten und geschmierten Gleitschienen angesehen.

Wenn die Beschleunigungen des Flugzeuges während seines Abschusses in Grenzen bleiben sollen, die vom Flugzeug und von der Besatzung noch gut ertragen werden, ergibt sich eine Länge der Abschussbahn von rund 3 km, sodass es unmöglich ist, sie beweglich anzuordnen, um das Flugzeug schon beim Start auf das jeweilige Ziel richten zu können. Man wird daher eine nach beiden Richtungen benutzbare Startbahn so anlegen, dass sie in die am ehesten zu erwartenden Angriffsrichtungen, also etwa in west-östliche Richtung weist, und die genauere Korrektur der Flugrichtung dann dem Flugzeugführer während des allerersten Teiles der Aufstiegsbahn überlassen, wo Geschwindigkeit und Beschleunigung noch klein genug sind, um solche Bahnbeeinflussungen zu ermöglichen.

Wenn der Bomber mit eineinhalbfacher Schallgeschwindigkeit, also 500 m/sec Bewegungsgeschwindigkeit vom Startschlitten abhebt, liegt sein Auftriebsbeiwert bei $c_a = 0,05$, während

seine beste Gleitzahl bei beträchtlich höheren Anstellwinkeln und bei einem Auftriebsbeiwert von $c_a = 0,173$ zu suchen ist. Begrenzt man die bahnnormale Beschleunigung während des ersten antriebslosen Teiles der Aufstiegsbahn auf 20 m/sec^2 , so folgt ein anfänglicher Bahnradius der in einer senkrechten Ebene liegenden Umlenkbahn von der horizontalen Startrichtung auf die zu $\varphi = 30^\circ$ gewählte Richtung der Aufstiegsbahn mit etwa 12500 m. Diese ans Startende anschliessende, gekrümmte Umlenkbahn ist 6540 m lang und endet in rund 1700 m Höhe mit der geforderten Bahnneigung von 30° . Die Fluggeschwindigkeit ist in diesem Punkt infolge des Luftwiderstandes und des Höhengewinnes auf etwa 370 m/sec gesunken, der Auftriebsbeiwert ist mit $c_a = 0,093$ jedoch noch immer kleiner als jener der besten Gleitzahl. Der Bomber steigt daher weiterhin unter 30° Bahnneigung auf Kosten seiner Fluggeschwindigkeit, bis er nach einem geradlinigen Aufstiegsweg von 4000 m in 3675 m Höhe bei $v = 284 \text{ m/sec}$ Bahngeschwindigkeit den Anstellwinkel seiner besten Gleitzahl erreicht hat, und in diesem Augenblick der Raketenantrieb zur eigentlichen Aufstiegsbahn einsetzen kann. Während dieses 25 Sekunden dauernden, antriebslosen Ziehens nach dem Start kann die Flugbahn nach dem anzugreifenden Ziel ausgerichtet werden. Dieser Vorgang ist zugleich für die Gesamtreichweite des Bombers günstiger, als wenn er gleich mit der besten Gleitzahl auf $v = 250 \text{ m/sec}$ starten würde und der Antrieb sofort nach dem Start einsetzte, weil für den Aufstieg eine kleine Mehrgeschwindigkeit und die ersten Flughöhenkilometer gewonnen werden.

3. Aufstiegsbahn.

Die Aufstiegsbahn des Raketenbombers wird bestimmt durch die an seinem Schwerpunkt angreifenden Kräfte. Wenn man von der Erddrehung zunächst absieht, sind dies:

das Gewicht des Flugzeuges in der Grösse $G = (G_0 - Pgt/c)[R/(R+H)]^2$

und Richtung gegen den Erdmittelpunkt;

der aerodynamische Auftrieb von der Grösse $A = c_a F v^2/2$ und Rich-

tung senkrecht zur Absolutbahntangente und in

deren Ebene durch den Erdmittelpunkt;

der Luftwiderstand von der Grösse $W = \epsilon A$ und Richtung der Absolut-

bahntangente;

der Schub des Motors in der Grösse von $P = 100$ Tonnen und Richtung, unter dem Anstellwinkel des Flugzeuges zur Absolutbahntangente geneigt, in der Ebene durch Erdmittelpunkt und Absolutbahntangente liegend;

die d'Alembert'sche Trägheitskraft T von gleicher Grösse und entgegengesetzter Richtung wie die Resultierende aller übrigen Kräfte, mit einer bahntangentialen Komponente $m \, dv/dt$ und einer bahnnormalen Komponente mv_a^2/ρ .

Diese fünf Kräfte liegen in einer Ebene, sodass mit ihnen die Bahn ohne weiteres eben ist.

Die tatsächliche Erddrehung gestaltet die Verhältnisse verwickelter. Wäre die Erdatmosphäre raumfest, sodass sie sich nicht mit der Erde mitdrehte, dann könnte man die Relativbahn zur Erdoberfläche so berechnen, als ob noch eine sechste Kraft am Flugzeugsschwerpunkt in ganz allgemeiner Richtung und von der Grösse $C = 2[\vec{\omega} \cdot \vec{v}]$ ($G_0/g - Pt/c$) angreifen würde, die Corioliskraft. Wegen ihrer allgemeinen räumlichen Richtung bewirkt diese Kraft, dass die Relativbahn dem Beobachter auf der Erde nicht mehr eben erscheint. Die in Wahrheit erdfeste, d.h. mit der Erde rotierende Atmosphäre, wirkt durch ihre Führungskräfte auf den Bomber so ein, dass auch die Absolutbahn räumlich gekrümmt wird, insofern, als der Bomber während des Fluges wie eine Windfahne immer von dem durch die Atmosphärenrotation erzeugten, scheinbaren Seitenwind mitgetragen wird und sich ihm entgegendrehen möchte, solange er nicht in west-östlicher Richtung fliegt, wie man bei Betrachtung eines von einem Erdpol ausgehenden Fluges leicht einsieht. Diese störende Windfahnenwirkung wird vom Piloten durch Steuerwirkungen, also durch eine siebente, senkrecht zur Bahntangente stehende Kraft ausgesteuert werden müssen, wenn die durch astronomische Navigation vorgeschriebene, absolute Bahn eingehalten werden soll. Für die Rechnung wird vorausgesetzt, dass die Gleitzahl durch die zum Aussteuern der Windfahnenwirkung geweckte Seitenluftkraft sich nicht erkennbar ändert. Da diese Seitenluftkraft selbst ständig senkrecht zur Bahnebene steht und nur eine Ablenkung des Flugzeuges aus dieser Bahnebene verhindert, braucht sie bei der

Flugbahnberechnung nicht weiter beachtet zu werden. Um die Kraftverhältnisse am Flugzeugschwerpunkt zu veranschaulichen, sind diese in Abbildung 59 für den Steigflug in Richtung N.O. in zwei Ansichten dargestellt, wobei die Blickrichtung immer im Horizont des Flugzeugortes liegt. Wenn alle Abhängigkeiten in analytischer Form vorliegen würden, könnte man nun geeignete Raumkoordinaten einführen, die angreifenden Kräfte nach ihren Richtungen zerlegen, für jede Richtung die dynamische Grundgleichung ansetzen und erhielte damit drei Differentialgleichungen für die drei Raumkoordinaten der Aufstiegsbahn, deren Integration voraussichtlich unmöglich wäre, nachdem schon die weit einfacheren Differentialgleichungen der gewöhnlichen Aussenballistik nicht integrabel sind. Bedeutend einfacher wird die Berechnung der Relativbahn, wenn man in zwei Schritten vorgeht, und zwar zunächst die ebene Absolutbahn unter vollständiger Ausserachtlassung der Corioliskraft, also mit den oben angeführten fünf Kräften ermittelt, dann gesondert die Drehwege der unter dem Flugzeug bewegten Erdoberfläche bestimmt und schliesslich beide Komponenten auf dem Globus zu der gesuchten, räumlich gekrümmten Relativbahn zusammensetzt. Die ebene Absolutbahn wird nach einem schrittweisen Verfahren ermittelt, das in ähnlicher Form in der Ballistik bekannt ist [1, Bd.1, S.207]. An Hand der Abbildung 60 wird die stetig gekrümmte Bahn in ein Polygon zerlegt, dessen Seiten so kurz sind, dass sie mit dem Bogen, dessen Sehne die Polygonseite bildet, vertauscht werden können. In den Eckpunkten A, B, C usw. werden alle am Flugzeug angreifenden Kräfte zusammengefasst und nebst der Bahnneigung φ auf den Polygonseiten

$\Delta s = \overline{AB}$, bzw. \overline{BC} usw. als unveränderlich vorausgesetzt. Durch Nullsetzen der Kraftresultierenden in tangentialer Richtung folgt $b_1 = g(P \cos \alpha - \epsilon A_A - G_A \sin \varphi_A) / G_A$, sodass die Geschwindigkeit vom Wert v_A auf den ersten Näherungswert $v_{B1} = \sqrt{v_A^2 + 2 b_1 \Delta s}$ in der Zeit $\Delta t_1 = (v_{B1} - v_A) / b_1$ wächst. Durch Nullsetzen der Kraftsumme in bahnnormaler Richtung folgt entsprechend

$\rho_{A1} = G_A v_{aA}^2 / (G_A \cos \varphi_A - P \sin \alpha - A_A) g$. Die Absolutgeschwindigkeit v_{aA} des Punktes A wird genügend genau aus der Fluggeschwindigkeit v_A und der Drehgeschwindigkeit des Startplatzes bestimmt. Damit kann der Bogen \widehat{AB} gezogen werden, und B_1 ist in erster Näherung

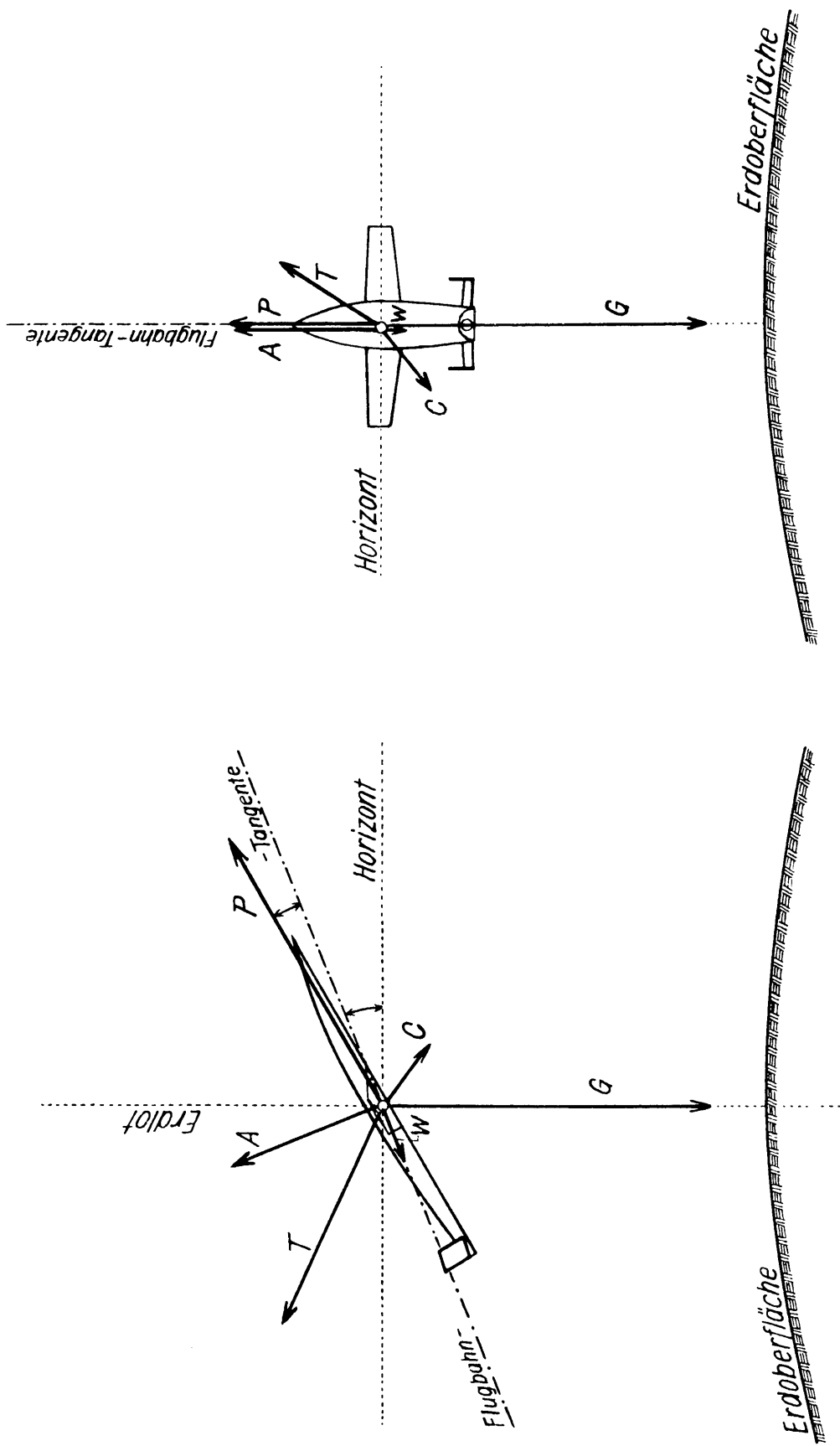


Abb. 59; Äussere Kräfte am Raketenbomber beim Aufstiege.

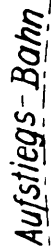


Abb. 60; Näherungsweise graphische Ermittlung der Aufstiegsbahn.

gefunden. Mit der nun bekannten mittleren Bahnneigung φ_m und den Mittelwerten der Kräfte zwischen A und B_1 kann eine zweite Näherungsrechnung zur Ermittlung der Lage von B und aller Bahngrössen in B in gleicher Weise angestellt werden. In B wiederholt sich dann derselbe Vorgang, und dies so oft, bis die Gesamtbahn analytisch oder graphisch bestimmt ist. Nach diesem Verfahren sind die Bahnberechnungen von A. Woyczehowski zahlenmässig ausgeführt worden, wobei für ihren Anfangspunkt immer 3675 m Meereshöhe, 284 m/sec relative Fluggeschwindigkeit und 30° Bahnneigung angenommen wurden, und die Bahn bis $G/G_0 = 0,1$ untersucht wurde. Weiter wurde jede Bahn mit $c = 3000, 4000$ und 5000 m/sec und schliesslich ohne Berücksichtigung der Erdrotation und mit Berücksichtigung ihres Maximalinflusses, also Start am Äquator nach Ost oder West berechnet. Die folgenden Abbildungen zeigen einige Beispiele der Rechenergebnisse, z.B. 61, 62 und 63 die Gestalt von Absolutbahnen, Abbildung 64 die auf ihnen erreichten Fluggeschwindigkeiten. Zahlentafel III gibt eine Übersicht über die wichtigsten Rechenergebnisse sämtlicher Bahnen ohne Berücksichtigung der Erdrotation.

Über das wichtigste Ergebnis der Aufstiegsbahn, die erreichte Endfluggeschwindigkeit, kann man sich auch ohne die genaue Durchrechnung der Bahn mit Hilfe der früher genannten Beziehung $v/c = \ln G_0/G - q(1 - G/G_0)$ einen recht genauen Überblick verschaffen, besonders wenn man den Quotienten q aus der Summe von Luftwiderstand und in die Bahnrichtung fallender Gewichtskomponente zum jeweiligen Fluggewicht den wirklichen Verhältnissen dadurch noch besser annähert, dass man ihn im Bereich $G/G_0 = 1,0$ bis $0,5$ zu $q = 0,5$ und für $G/G_0 = 0,5$ bis $0,1$ zu $q = 0$ wählt. Wertet man diese Überschlagsrechnung für den Bomber von 100 Tonnen Startgewicht und 10 Tonnen Leergewicht unter Berücksichtigung seiner Anfangsgeschwindigkeit von 284 m/sec für verschiedene Auspuffgeschwindigkeiten c aus, so ergibt sich mit $c = 4000$ m/sec, dass der Bomber die üblichen Geschwindigkeiten weittragender Geschosse noch mit 50 Tonnen Bomben erreicht, also mit solchen Nutzlasten den Wettbewerb gegen Ferngeschütze aufnehmen kann, während er ohne

Auspuffgeschwindigkeit v in m/sec	Fluggeschwindigkeit v in m/sec	G/G ₀	Bombenladung in Tonnen	Flughöhe in km	Horizontalprojektion des Aufstiegsweges in km	Winkel zwischen Horizont und Endtangente der Aufstiegsbahn in Graden	Bahntangentiale Beschleunigung in m/sec ²	Bahnnormale Beschleunigung in m/sec ²	Abgelaufene Aufstiegszeit in Sekunden
c = 3000 m/sec	1000	0,60	50,0	37,0	55	+15,5	12,8	-6,8	124
	2000	0,42	31,8	46,5	135	+ 0,4	22,0	-6,7	178
	3000	0,30	20,0	41,5	230	- 4,1	30,4	-4,8	214
	4000	0,22	11,5	36	320	- 3,7	41,0	+3,7	240
	5000	0,15	4,8	34,5	405	+ 1,2	55,8	+37,0	261
	6000	0,10	0,3	40	485	+ 7,3	77,3	+39,1	274
c = 4000 m/sec	1000	0,69	58,7	33,5	60	+ 8,2	12,1	- 7,1	124
	2000	0,53	43,3	31	150	- 8,1	19,1	-5,5	189
	3000	0,40	30,5	44,5	280	+7,6	18,3	+26,8	243
	4000	0,30	20,0	47	425	+9,5	28,3	- 2,4	283
	5000	0,23	13,3	68,5	560	+8,1	37,7	- 4,0	313
	6000	0,18	8,0	84	675	+7,4	47,5	- 3,0	333
	7000	0,14	3,8	98,2	785	+7,3	61,3	- 0,8	350
	8000	0,11	1,0	109	860	+7,6	81,6	+ 1,6	362
c = 5000 m/sec	1000	0,75	65,0	31	60	+3,1	11,5	-7,3	128
	2000	0,62	51,7	18,5	155	-10,6	16,3	+5,0	196
	3000	0,48	37,5	43,5	335	+11,9	16,7	-3,9	267
	4000	0,38	28,1	71	505	+7,3	22,3	-6,3	315
	5000	0,30	20,1	87,5	665	+4,4	28,8	-5,8	351
	6000	0,25	15,0	98,5	830	+2,9	34,8	-5,1	380
	7000	0,20	10,5	106	975	+2,6	41,0	-4,1	404
	8000	0,17	6,5	112,3	1135	+1,8	49,5	-2,9	424
	9000	0,14	3,5	117	1275	+2,0	60,3	-1,3	440
	10000	0,11	1,0	121,5	1400	+2,3	73,3	0,4	452

Zahlentafel I, Kennzeichnende Zahlenwerte von 3 verschiedenen Aufstiegsbahnen des Raketenbombers

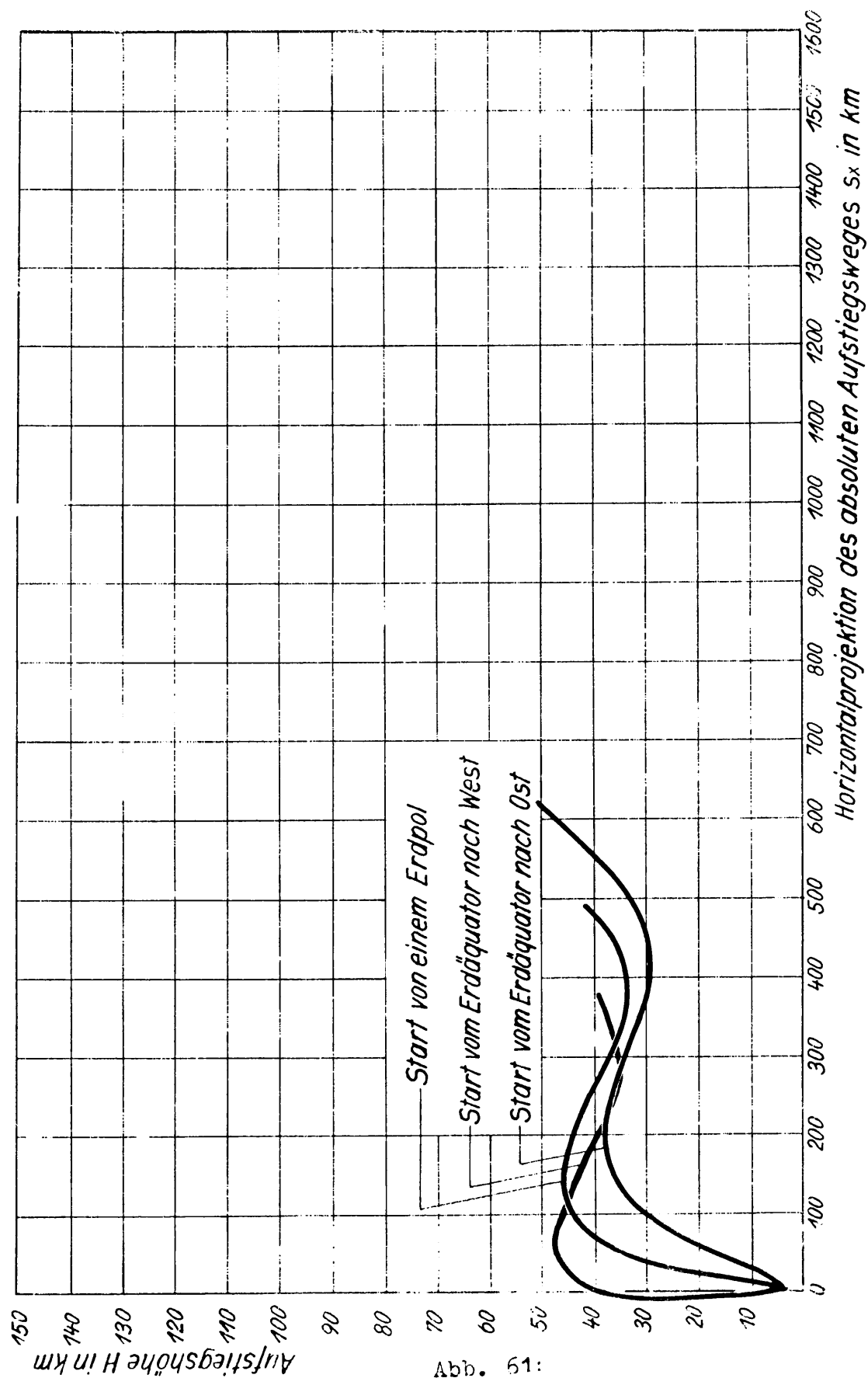


Abb. 61:

Absolute Aufstiegsbahn des Raketenbombers mit $c = 3000$ m/sec, ohne Beachtung der Erdrotation und mit Beachtung der Rotationsgeschwindigkeit eines Erdäquatorpunktes und Start nach Ost bzw. West.

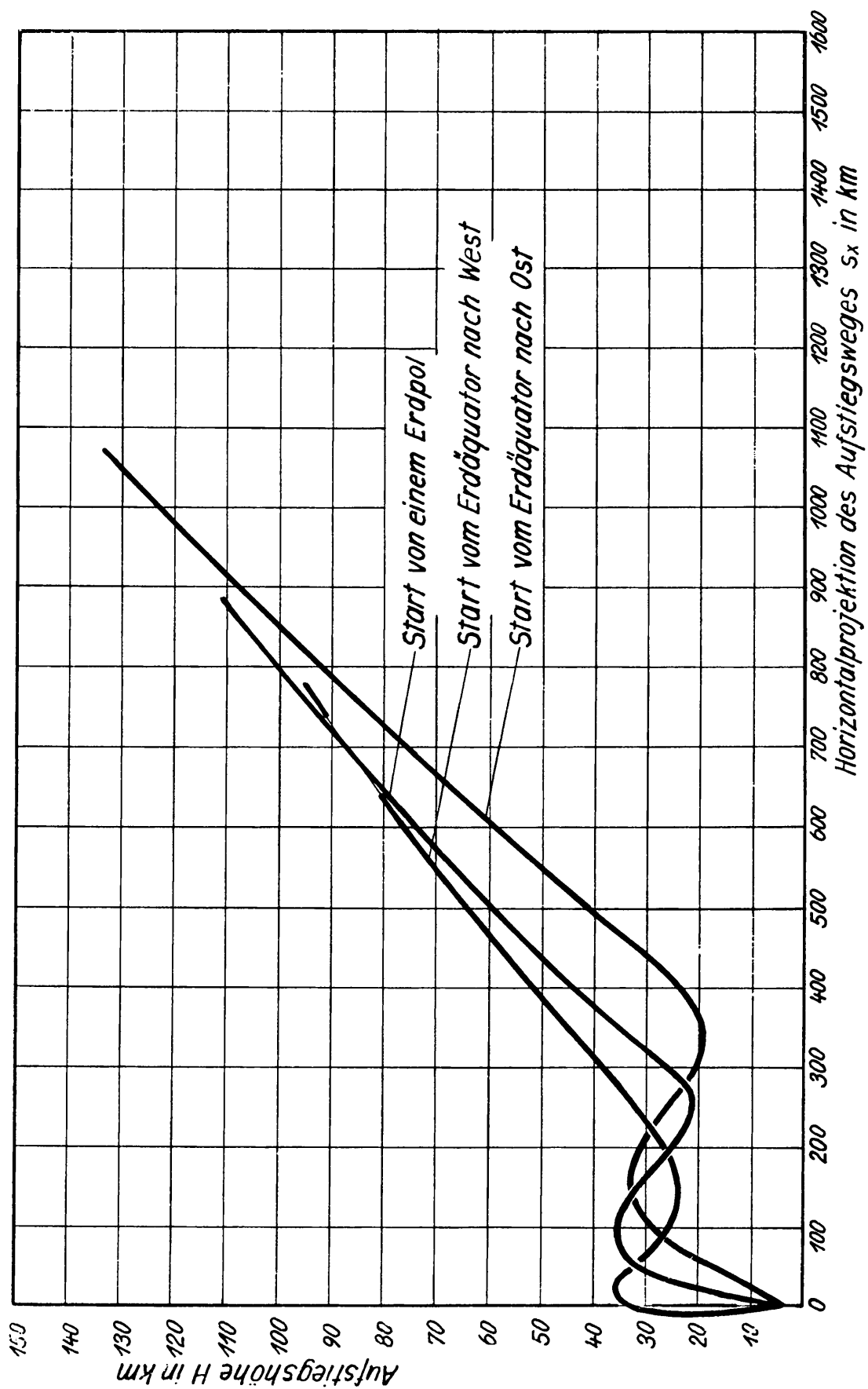


Abb. 62; Absolute Aufstiegsbahn des Raketenbombers mit $c = 4000$ m/sec, ohne Beachtung der Erdrotation und mit Beachtung der Rotationsgeschwindigkeit eines Erdäquatorpunktes und Start nach Ost bzw. West.

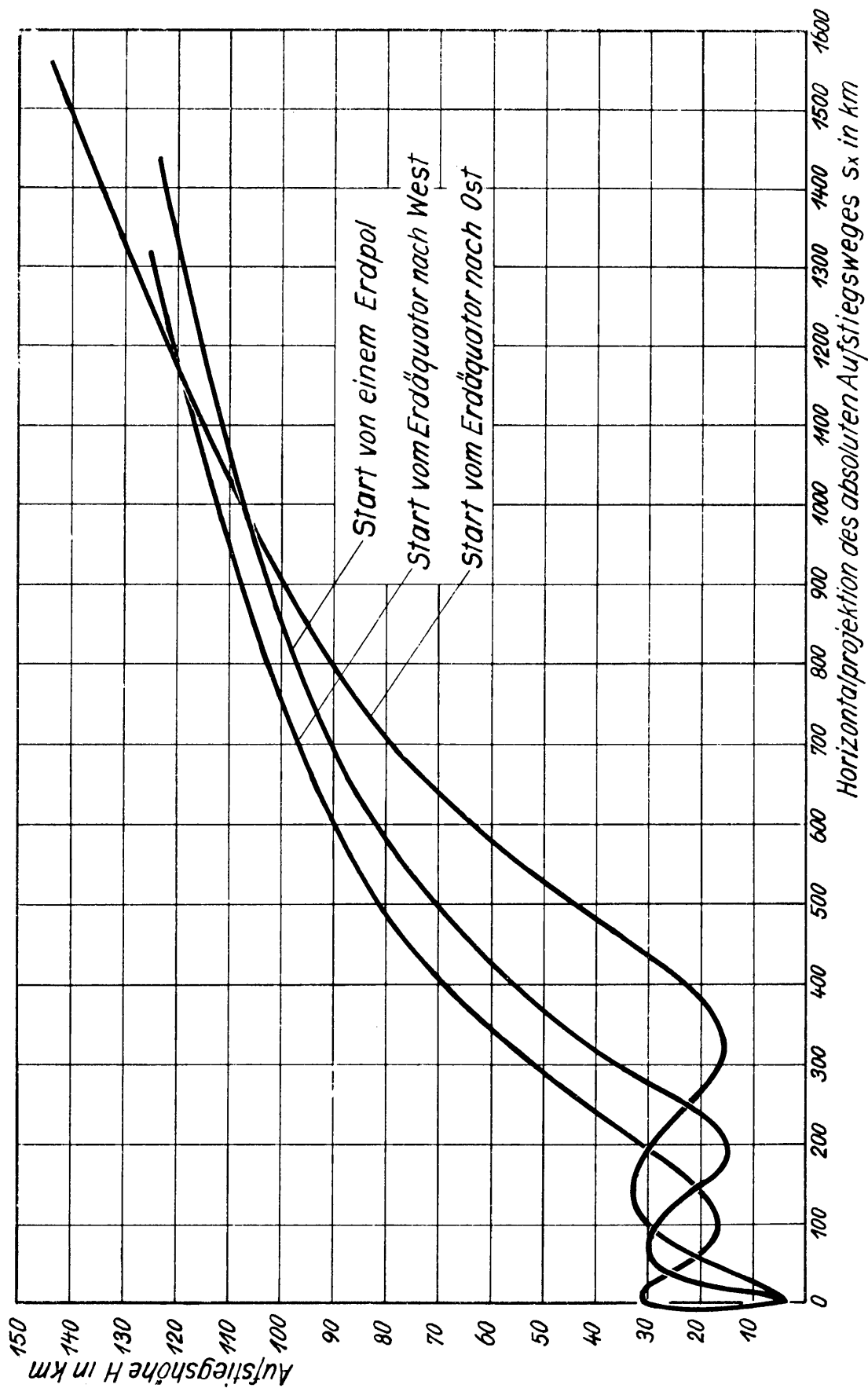


Abb. 63; Absolute Aufstiegsbahn des Raketenbombers mit $c = 5000$ m/sec, ohne Beachtung der Erdrotation und mit Beachtung der Rotationsgeschwindigkeit eines Erdäquatorpunktes und Start nach Ost bzw. West.

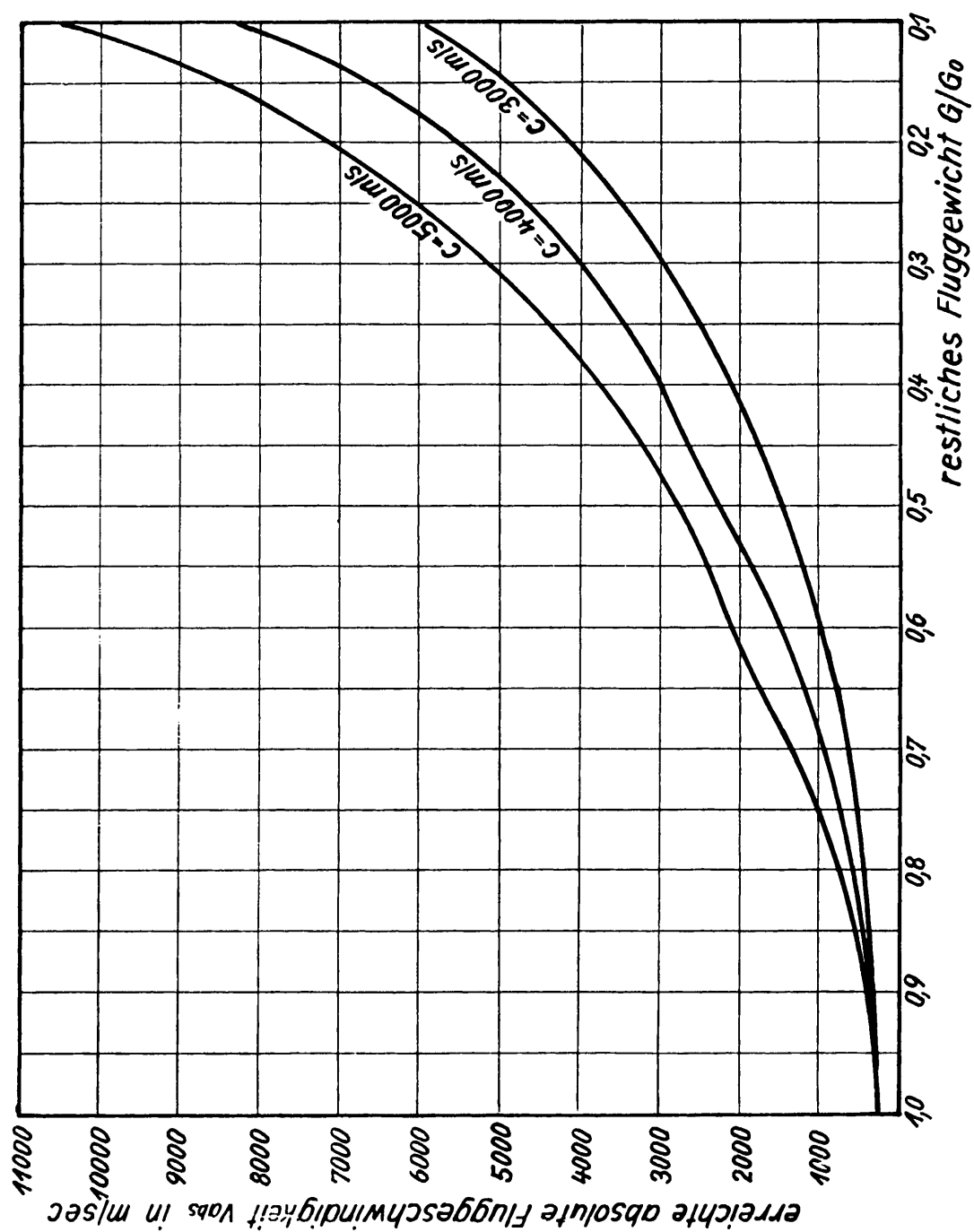


Abb. 64; Die erreichte Absolutgeschwindigkeit des Raketenbombers beim Aufstieg mit $c = 3000$, 4000 bzw. 5000 m/sec über G/G_0 und ohne Beachtung der Erdrotation.

Nutzlast die Zirkulargeschwindigkeit in Erdnähe von $v = 7900 \text{ m/sec}$ überschreitet. Zwischen diesen beiden Extremen liegen alle ein-
satzmässigen Geschwindigkeiten und Bombenladungen. Sehr bemerkenswert ist auch die leicht überrechenbare Tatsache, dass im Bereich kriegsmässiger Bombenladungen, also etwa zwischen 5 Tonnen und 40 Tonnen, die Auspuffgeschwindigkeit nur wenig Einfluss auf die Endgeschwindigkeit hat. Das bedeutet, dass man mit der Entwicklung des Raketenbombers nicht etwa abwarten muss, bis betriebssichere Raketenmotoren von $c = 4000 \text{ m/sec}$ oder mehr zur Verfügung stehen, sondern dass man schon mit $c = 3000 \text{ m/sec}$ eine sehr ehrfurchtgebietende Waffe bauen kann.

In den Abbildungen 65 und 66 ist diese Überschlagsberechnung den Werten der genauen Ermittlung aus den Bahnuntersuchungen und der Kurve idealen Raketenantriebes gegenübergestellt, wobei die aus den Startvorgängen gewonnene Anfangsfluggeschwindigkeit von 284 m/sec wieder mitberücksichtigt ist. Man erkennt einerseits, dass die Überschlagsrechnung die wirklichen Verhältnisse besonders für höhere c genügend genau wiedergibt, und andererseits wie weit die wirklich erreichten Fluggeschwindigkeiten, besonders bei grossen Bombenzuladungen, hinter denen des idealen Raketenantriebes zurückbleiben, infolge der im Verhältnis zum Schub sehr bedeutenden Gewichtskomponente in der Antriebsrichtung beim anfänglichen steilen Aufstieg und infolge des verhältnismässig hohen Luftwiderstandes in diesem Aufstiegsbereich. Die Antriebslinie liesse sich also verbessern durch Ermässigung der Widerstandskräfte oder durch Erhöhung der Antriebskräfte. Eine Herabsetzung des anfänglichen Aufstiegswinkels φ würde wohl die schädliche Gewichtskomponente vermindern, hätte aber starkes Anwachsen der Luftkräfte in den dichteren Luftbereichen zur Folge, sodass auf diesem Weg kein Erfolg zu erwarten ist. Eine andere Möglichkeit wäre durch starke Erhöhung der Schubkräfte im Anfangsbereich der Flugbahn gegeben, etwa so, dass die bahntangentialen Beschleunigungen konstant und soeben im Bereich der zulässigen Grenze von $10g$ bleiben, und die Widerstandskräfte zunächst etwas über die Hälfte des jeweiligen Fluggewichtes betragen bzw. unterhalb $G/G_0 = 0,5$ verschwinden. Der Raketenmotor müsste dann

zunächst mit etwa 1000 Tonnen Schub einsetzen und würde allmählich bis auf 100 Tonnen am Ende des Aufstieges gedrosselt. Mit $v = 284 + 0,95 c \ln G_0/G$ für $1,0 > G/G_0 > 0,5$ und $v = 284 + 0,659 c + c \ln G_0/2G$ für $0,5 > G/G_0 > 0,1$ ergäben sich dann die Verhältnisse, die Abbildung 67 zeigt. Während der 100 Tonnen-Raketomotor mit 2500 kg Eigengewicht veranschlagt wurde, muss man für einen in weitesten Grenzen regelbaren Motor von 10-fach grösserem Maximalschub wenigstens ein 5-fach höheres Gewicht, also 12500 kg annehmen. Wenn alle übrigen Gewichte des Bombers trotz des stärkeren Motors gleich blieben, wäre das Leergewicht nun 20000 kg statt wie bisher 10000 kg, d.h. es ist das günstigste $G/G_0 = 0,2$ und die Bombenlast bei $G_0/G = 5$ schon auf Null gesunken. Die Antriebskurve der Abbildung 67 für 10 Tonnen Leergewicht verschiebt sich für die tatsächlich notwendigen 20 Tonnen Leergewicht daher beträchtlich nach rechts, und man würde durch die ausserordentlich vergrösserten Schwierigkeiten des regelbaren 1000 Tonnen-Motors nur einen geringfügigen Gewinn bei geringen Angriffsweiten erzielen, während der 100 Tonnenmotor bei grossen Angriffsweiten überlegen bleibt. Damit scheidet auch dieser zweite Weg zur Verbesserung der Antriebskurve praktisch aus, und die in den Abbildungen 65 und 66 eingetragenen Aufstiegskurven bleiben als beste Lösung des Aufstiegsproblems bestehen.

Der Raketenbomber sucht von selbst in jedem Augenblick seines Fluges jene Atmosphäre auf, in der die tragenden Kräfte eben dem Gewicht gleich sind. Wenn diese Gleichgewichtslage so beschaffen ist, dass die zugehörige Flughöhe auch in den nächsten Sekunden noch eingehalten werden könnte, dann soll sie als "stationär" bezeichnet werden. Eine solche stationäre Gleichgewichtslage besteht beispielsweise, wenn der ärodynamische Auftrieb A des Bombers, vermehrt um die Fliehkraft F , die beim Flug in gleichbleibender Flughöhe aus der Erdkrümmung folgt, gleich ist dem augenblicklichen Gewicht G des Bombers.

Während des Aufstieges tritt dazu noch die Schubkomponente $P \cdot \sin \alpha$ als tragend. Man kann z.B. von einem Fluggewicht $G_0 = 100$ Tonnen in $H_0 = 3500$ m Höhe ausgehen, wo man mit $c_{a0} = 0,2$

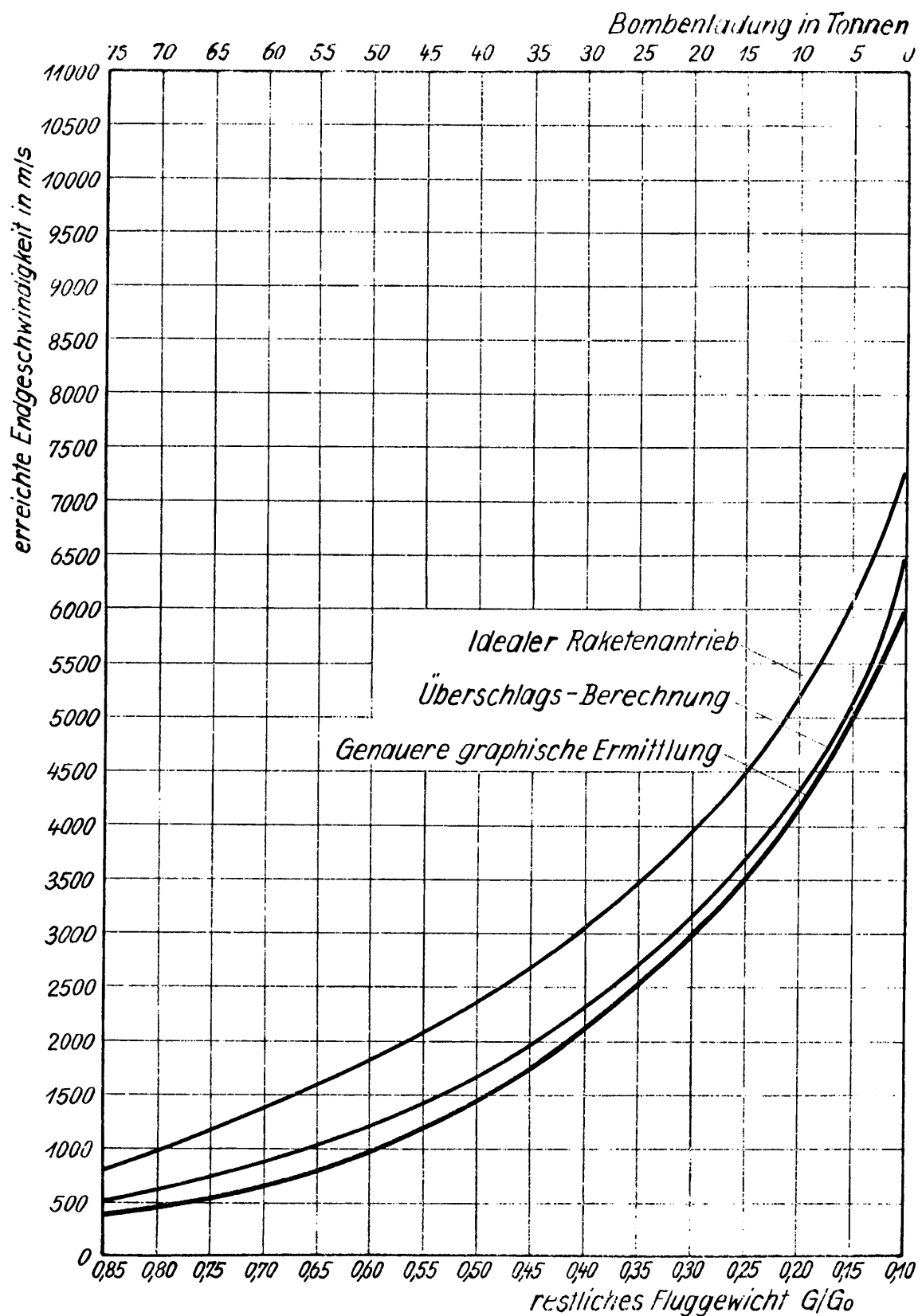


Abb. 65;

Genauere Bestimmung des Zusammenhanges zwischen Bombenladung und erreichter Endfluggeschwindigkeit des Bombers für $c = 3000$ m/sec und $v_0 = 284$ m/sec mittels der graphischen Bahnermittlung. Zum Vergleich sind eingezeichnet die Überschlagsrechnung und die Kurve idealen Raketenantriebes.

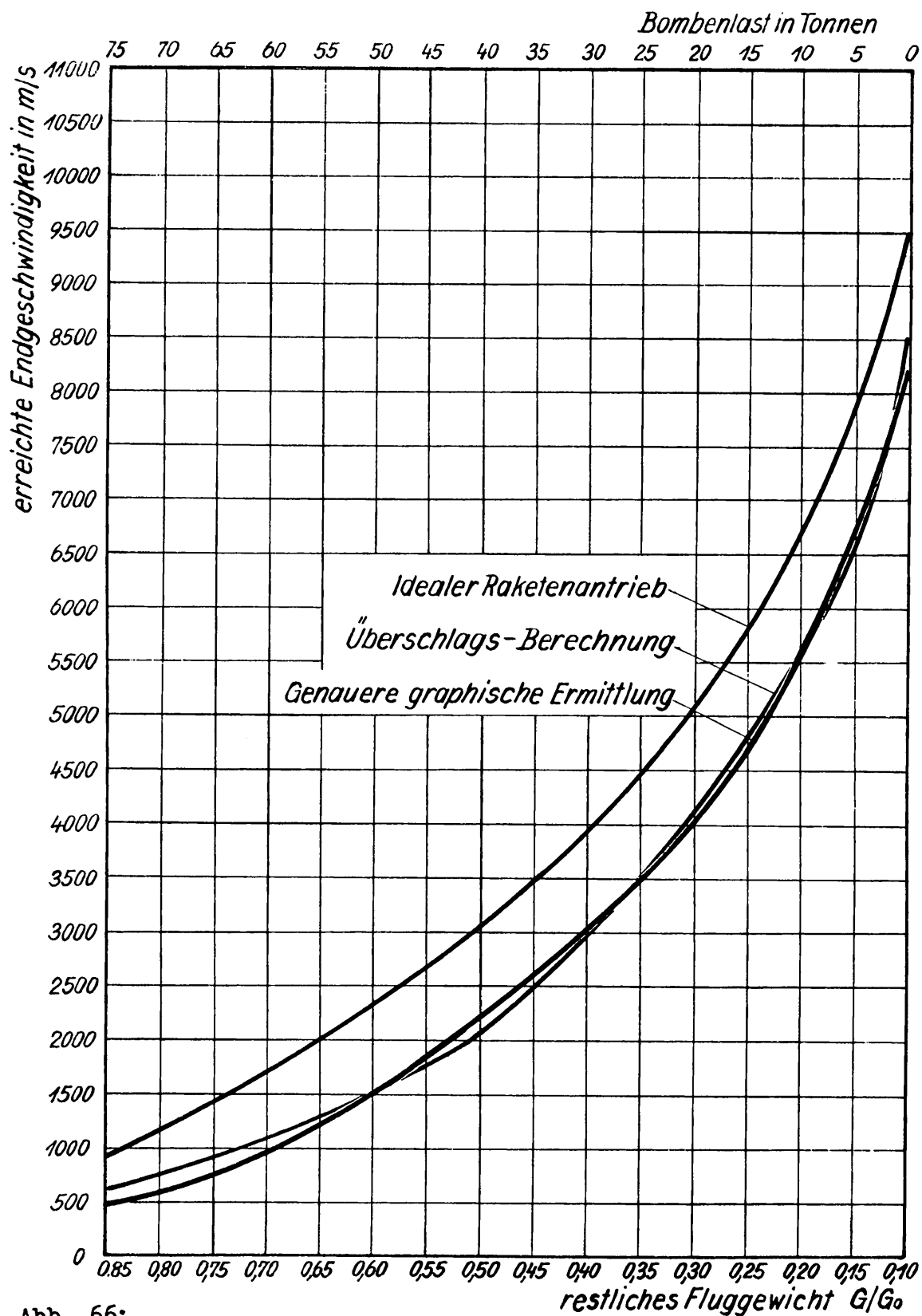


Abb. 66;

Genauere Bestimmung des Zusammenhanges zwischen Bombenladung und erreichter Endfluggeschwindigkeit des Bombers für $c = 4000$ m/sec und $v_0 = 284$ m/sec mittels der graphischen Bahnermittlung. Zum Vergleich sind eingezeichnet die Überschlagsrechnung und die Kurve idealen Raketenantriebes.

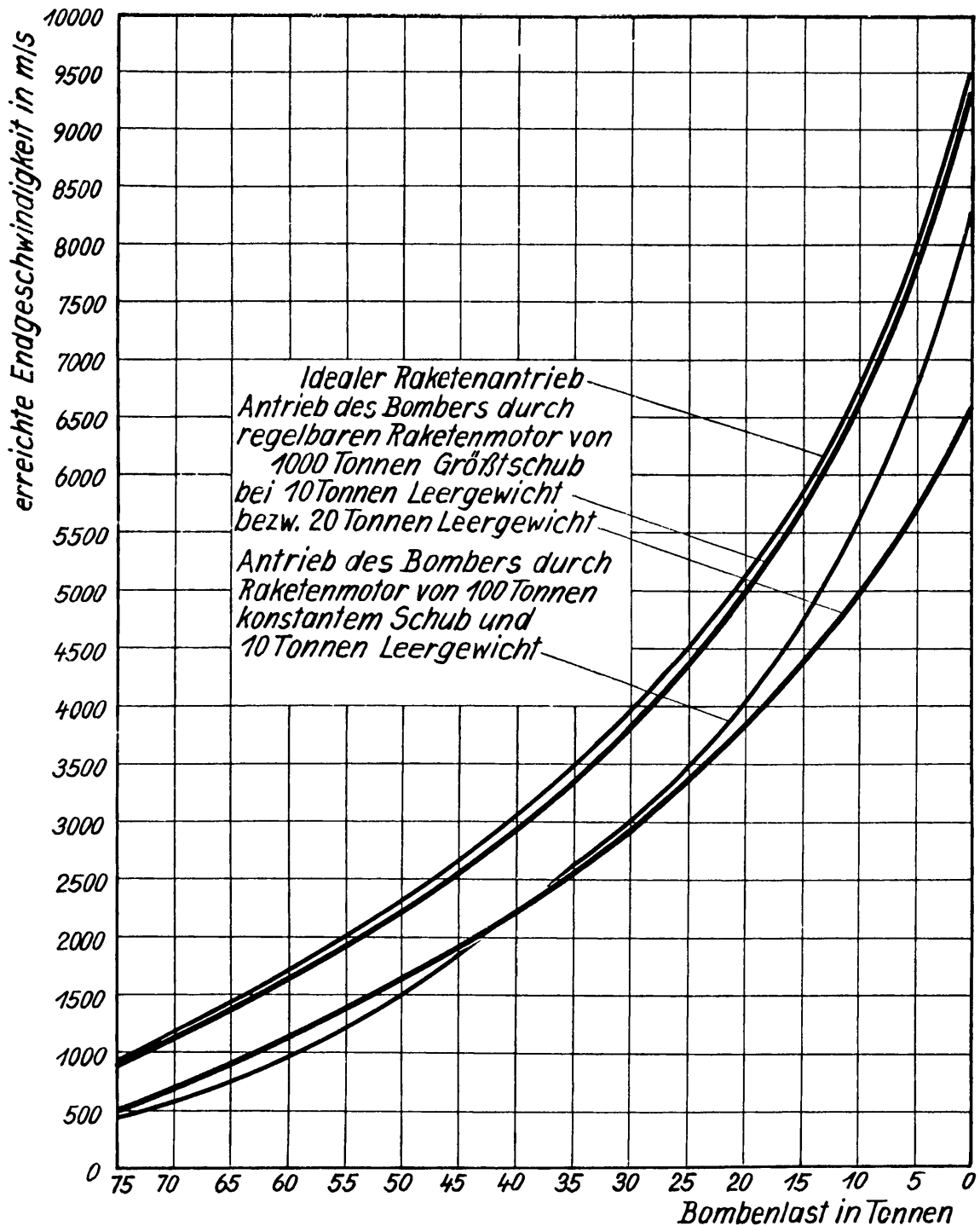


Abb. 67

Aufstieg des Raketenbombers mit zwischen $P = 1000$ Tonnen und $P = 100$ Tonnen regelbarem Raketenmotor, also hoher, wenig veränderlicher Beschleunigung, bei $c = 4000$ m/sec Auspuffgeschwindigkeit.

aus der Gleichheit von Gewicht und Auftrieb eine horizontale Fluggeschwindigkeit von etwa $v_0 = \sqrt{2gG_0/c_{a0} \gamma^F} = 300 \text{ m/sec}$ findet.

In jeder anderen Flughöhe liefert dann die Gleichsetzung der tragenden Kräfte mit dem Gewicht: $c_a \gamma v^2 F / 2g + Gv^2 / gR = G$ zu jeder Fluggeschwindigkeit zwangsläufig eine zugehörige Flughöhe. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 68 eingetragen, und zwar für $c = 4000 \text{ m/sec}$. Wie man sieht, bleiben diese stationären Flughöhen verhältnismässig niedrig, bis zu Geschwindigkeiten über 7000 m/sec noch unter 60 km . Wenn man noch die lotrechte Komponente $P \cdot \sin \alpha$ des Motorschubes von 13920 kg berücksichtigt, so ergibt sich die höher liegende Kurve. An ihr ist besonders bemerkenswert, dass sie schon bei $v = 4700 \text{ m/sec}$ in einen lotrechten Ast einmündet, d.h. dass in endlichen Höhen kein stationäres Gleichgewicht mehr möglich ist, sobald $v \geq 4700 \text{ m/sec}$ wird. In der ersten Kurve ist erst bei der Zirkulargeschwindigkeit $v = 7900 \text{ m/sec}$ kein stationäres Gleichgewicht mehr erreichbar. Diese angenommenen statischen Gleichgewichtszustände sind nun tatsächlich während des Aufstieges kaum jemals wirklich vorhanden. Insbesondere liegt der Mittelpunkt der Bahnkrümmung selten im Erdmittelpunkt, sodass die Flughöhe konstant bliebe, sondern meist in der Nähe der Erdoberfläche und zeitweilig sogar über dem Flugzeug, während der Krümmungsradius meist viel kleiner als der Erdradius ist. Dadurch treten bedeutende dynamische Kräfte quer zur Flugrichtung auf, die dem Bomber "dynamische" Gleichgewichtslagen auch weit ausserhalb der berechneten stationären Flughöhen gestatten. Die wirklichen Flughöhen pendeln dann, mit allerdings sehr grossem Ausschlag, um die stationären Flughöhen, wobei die zusätzlichen dynamischen Kräfte immer bemüht sind, das Flugzeug an die stationäre Gleichgewichtslage heranzubringen, d.h. sie sind die Folge rückführender Kräfte, die immer nach der stationären Lage weisen und mit dem Abstand des Flugzeuges von dieser Lage wachsen, etwa wie Federkräfte. Die Zahl der Schwingungen um diese stationäre Achse ist in dem in Abbildung 68 gezeichneten Beispiel nicht ganz 2 während des ganzen Aufstieges, wie folgende Überlegung zeigt.

Die stationären Flughöhen werden zunächst ganz bedeutend

überstiegen. Dies rührt daher, dass anfangs die Luftdichte langsamer abnimmt, als die Geschwindigkeit wächst, sodass das Flugzeug in sehr steile Steiglagen von $\varphi = 45^\circ$ und mehr kommt. Aus diesen Lagen muss es bei schon verhältnismässig sehr hohen Geschwindigkeiten um mehr als einen halben rechten Winkel in den Horizontalflug umgelenkt werden. Dabei entstehen bei der Kleinheit der erforderlichen Krümmungsradien sehr hohe, nach oben gerichtete Fliehkräfte, die das Flugzeug weit über die stationären Gleichgewichtshöhen von 40 bis 60 km hinaustragen bis auf Höhen von über 100 km. Man sollte nun annehmen, dass das Flugzeug aus diesen ungeheuren Flughöhen sogleich wieder zurücksinkt, wenn die Bahn sich der Parallelen zur Erdoberfläche nähert und damit der Bahnkrümmungsradius auf den Erdradius anwächst. Dieser Abfall der im ersten jähren Anstieg erreichten Flughöhen tritt jedoch nicht oder nur in geringem Masse ein, weil inzwischen auch die Fluggeschwindigkeit sehr rasch weiterwächst und sich bald dem Wert $v = 4700$ m/sec nähert, wo die statische Gleichgewichtshöhe des angetriebenen Bombers Unendlich wird. Mit dieser Fluggeschwindigkeit ist der Bomber daher in jeder beliebigen Flughöhe im stationären Gleichgewicht, er braucht also nicht zu sinken. Überschreitet er $v = 4700$ m/sec, so befindet er sich plötzlich sogar unter der stationären Gleichgewichtshöhe, er hat also einen Überschuss an tragenden Kräften und beginnt weiter zu steigen, solange der Antrieb dauert. Diese wirkliche Aufstiegskurve ist der genauen Bahnuntersuchung entnommen und in Abbildung 68 eingetragen worden. Der ganze Aufstieg darf daher nur in recht bescheidenem Umfang als dynamischer Flug angesprochen werden. Weitaus überwiegend verläuft er als Trägheitsbahn, ähnlich jener eines Geschosses oder eines Himmelskörpers, in Flughöhen, die praktisch bereits luftleerer Weltraum sind, da man bei molekularen Weglängen von mehreren 100 Metern im flugtechnischen Sinn ja längst nicht mehr von Atmosphäre sprechen kann. Wie gross die wirklichen, dynamischen Flughöhen beim Aufstieg des Raketenbombers werden, ist in Abbildung 69 auf Grund der genauen Bahnrechnungen eingezeichnet worden.

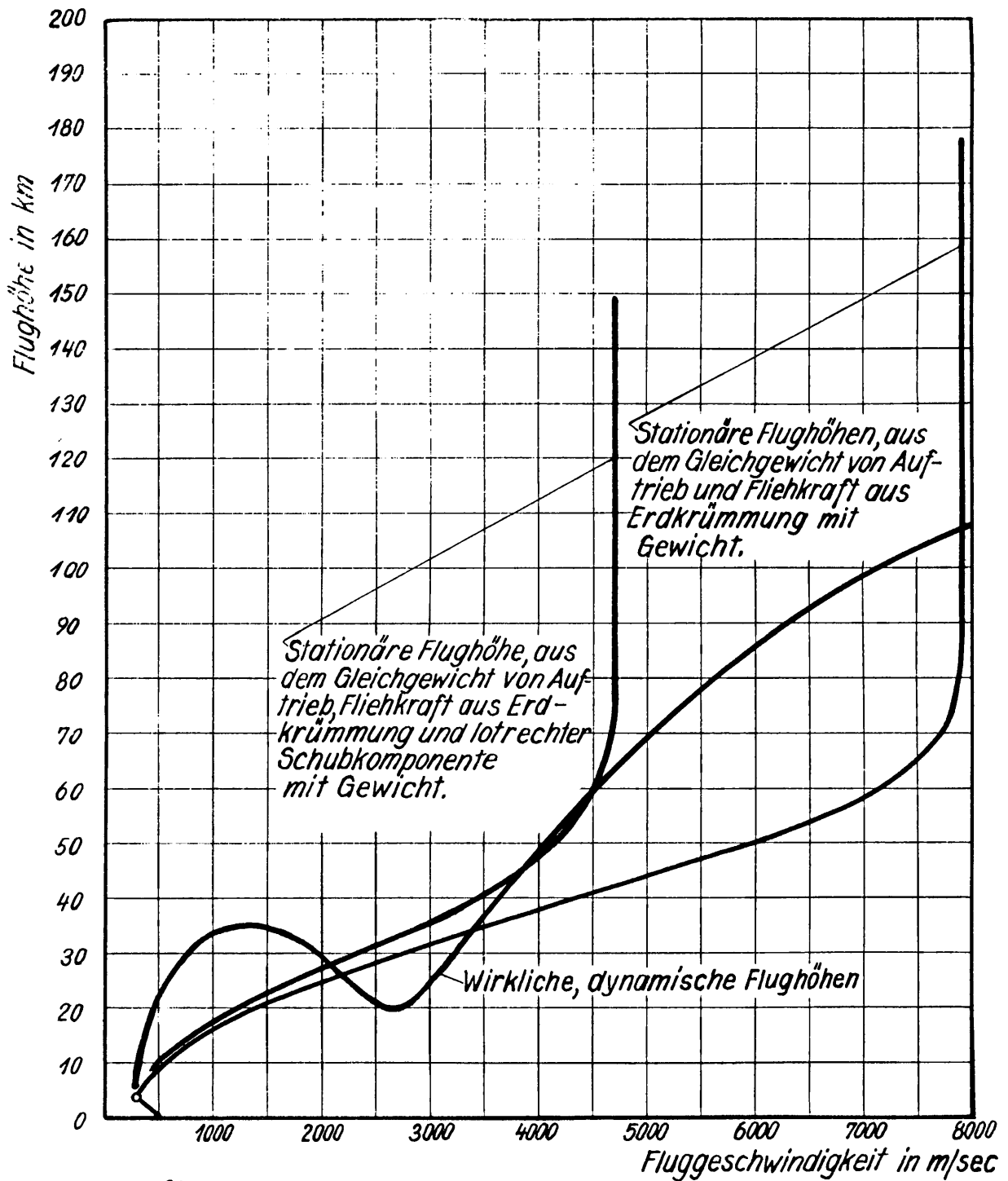


Abb. 68;

Gegenüberstellung der stationären und wirklichen, dynamischen Flughöhen beim Aufstieg des Raketenbombers mit $c = 4000$ m/sec.

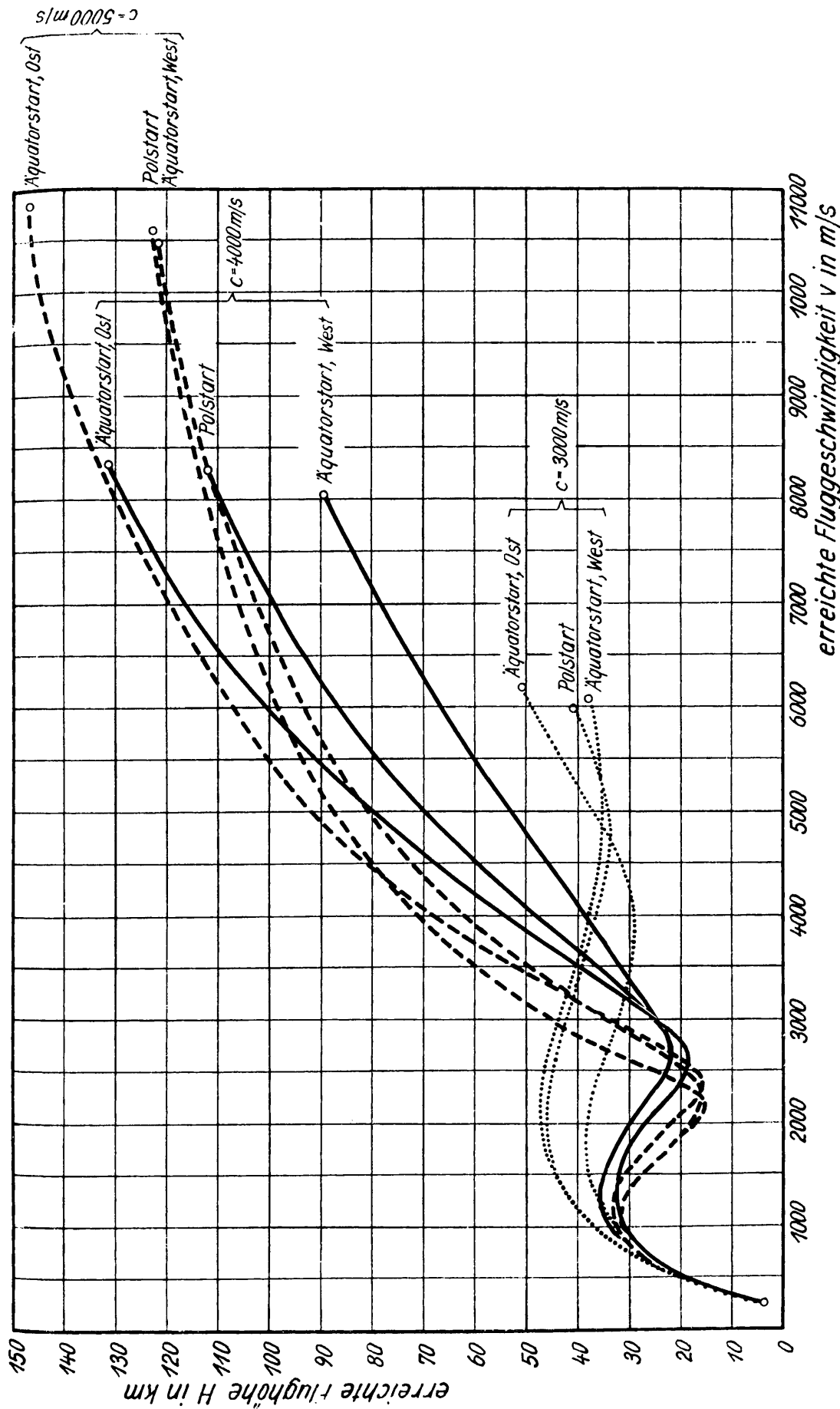


Abb. 69; Die erreichten Flughöhen H über der relativen Fluggeschwindigkeit v beim Aufstieg des Raketenbombers mit den Auspuffgeschwindigkeiten $c = 3000, 4000$ bzw. 5000 m/sec und unter Berücksichtigung der Erdrotation durch Voraussetzung je eines Startes von einem Erdpol bzw. von einem Äquatorpunkt in östlicher bzw. westlicher Richtung.

IV. Gleitflug und Landung.

1. Überschall-Gleitflugbahn.

Die Überschall-Gleitflugbahn des Raketenbombers wird durch die an seinem Schwerpunkt angreifenden Kräfte in ganz ähnlicher Weise bestimmt wie die Aufstiegsbahn. Diese äusseren Kräfte sind hier: das Gewicht des Flugzeuges $G = mg_0 [R/(R+H)]^2$, der ärodynamische Auftrieb $A = c_a F q v^2/2$, der Luftwiderstand $W = \epsilon A$ und die d'Alembertsche Trägheitskraft T . Über die Einwirkungen von Erdrotation und Atmosphärenrotation gilt sinngemäss dasselbe wie in Abschnitt III 3, insbesondere, dass die Überschall-Gleitflugbahn als eine, vom Weltraum aus gesehen, ebene Bahn geführt werden soll, also die ablenkende Wirkung der Atmosphärenrotation, sobald sie in tieferen Luftschichten wirksam wird, ausgesteuert werden muss. Nur in besonderen Fällen soll auf einem Teil der Gleitflugbahn auch die Corioliskraft ausgesteuert, also die Relativbahn zur Erde eben werde, und zwar, wenn der Bomber die Aufgabe hat, die ganze Erde in einem Zug zu umfliegen und wieder im Ausgangshafen zu landen. Dieser Vorgang ist bekanntlich in einer absolut ebenen Bahn nur möglich, wenn der Ausgangshafen an einem Erdpol liegt, oder wenn er am Äquator liegt und die Bahnebene mit der Äquatorebene zusammenfällt. Sonst wird sich eine Erdumrundung zweckmässig so abspielen, dass bis zum Augenblick des Bombenwurfes im Interesse genauer astronomischer Navigation eine absolut ebene Bahn geflogen, also nur die Windfahnenwirkung ausgesteuert wird, während nach dem Bombenwurf mit einer passend gelegten, erdebenen Bahn weitergeflogen wird, d.h. weiterhin Windfahnen- und Corioliswirkungen auszusteuern sind. Die der Bahnberechnung zu Grunde liegenden Kraftverhältnisse am Flugzeug sind in Abbildung 70 für Gleitflug nach N.O. in zwei Ansichten dargestellt, wobei wieder der Projektionsstrahl im Horizont des Flugzeugortes liegt. Der Rechengvorgang entspricht genau dem für die Aufstiegsbahn beschriebenen schrittweisen Verfahren, wobei zunächst wieder ebene Absolutbahnen unter Ausserachtlassung der Corioliskraft bestimmt und dann die gesondert berechneten Drehwege der Erde mit einer solchen Absolutbahn zu der

gesuchten Relativbahn zusammengesetzt werden. Die Anfangsbedingungen der Abstiegsbahn sind durch den Endpunkt der Aufstiegsbahn festgelegt. Da diese in jedem beliebigen Punkt abgebrochen werden kann, ergibt sich für jede einzelne Aufstiegsbahn eine einfach unendliche Mannigfaltigkeit möglicher Abstiegsbahnen. Praktisch wurde von den früher berechneten Aufstiegsbahnen mit $c = 3000, 4000$ und 5000 m/sec ausgegangen und für jede dieser drei Aufstiegsbahnen jeweils ein Abbrechen derselben bei $v_0 = 1000, 2000, 3000, 4000, 5000, 6000, 7000$ bzw. 8000 m/sec angenommen, soweit diese Geschwindigkeiten wirklich erreicht werden. Sie bilden die Anfangsgeschwindigkeiten der Abstiegsbahn. Jede Abstiegsbahn wird solange verfolgt, bis die Fluggeschwindigkeit auf 300 m/sec gesunken ist. In den Abbildungen 71 und 72 sind zwei Bahnen mit $c = 3000$ m/sec und $v_0 = 4000$ m/sec bzw. $c = 3000$ m/sec und $v_0 = 6000$ m/sec in 6,36-facher Überhöhung aufgetragen. In den Bildern fallen besonders die im ersten Teil der Bahnen stark schwingenden Flughöhen auf. Infolge der von der Aufstiegsbahn her noch beträchtlichen Bahnneigung überschiesst der Bomber zunächst seine stationäre Flughöhe, nähert sich dieser dann von oben, um sie infolge seiner Massenträgheit nach unten zu überschneiden, und anschliessend durch die damit stark anwachsenden Luftkräfte wieder nach oben gezwungen zu werden, bis nach einer größeren Zahl derartiger Schwingungen die Amplitude soweit abgeklungen ist, dass das Flugzeug in die stationäre Flughöhe einschwenkt und in ihr weiter fliegt. Dieses Rikoschettieren wirkt meist günstig auf die Flugweite des Bombers ein und hat den Vorteil, dass die thermischen Beanspruchungen der fahrtwindzugewandten Flugzeugaussenflächen bei ganz hohen Fluggeschwindigkeiten zeitlich veränderlich sind. Das Schwingen der Bahn wird daher in solchen Fällen durch Steuereinwirkung erst zu stören sein, wenn aus besonderen Gründen der Flug in stationärer Flughöhe notwendig ist, etwa zum Zielen vor dem Bombenwurf.

In den Abbildungen 73 und 74 sind die wichtigsten Elemente der beiden genannten Flugbahnen noch näher dargestellt. In Abbildung 74 kann man leicht folgende Zusammenhänge ver-

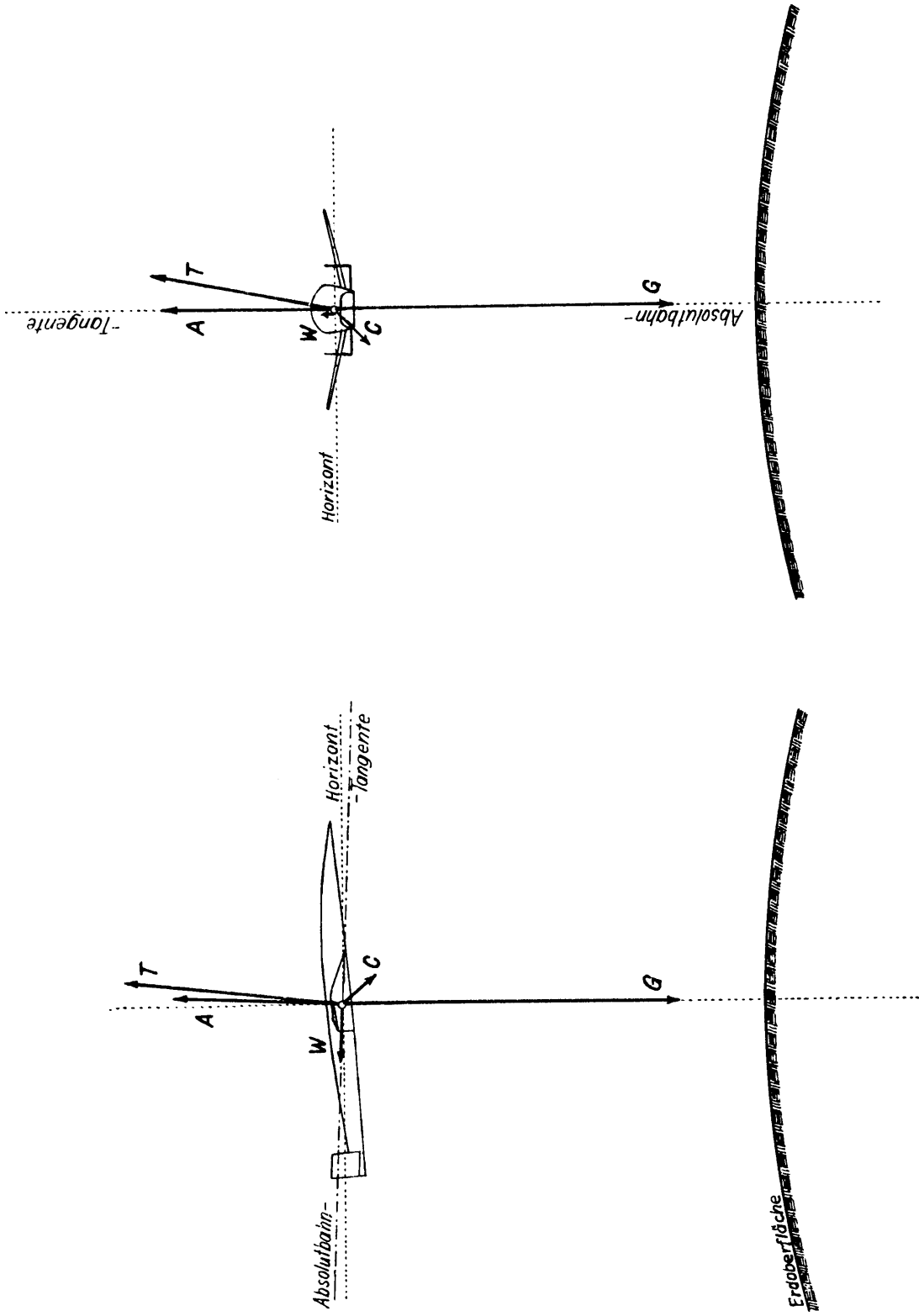


Abb. 70; Äussere Kräfte am Raketenbomber beim Überschallgleitflug.

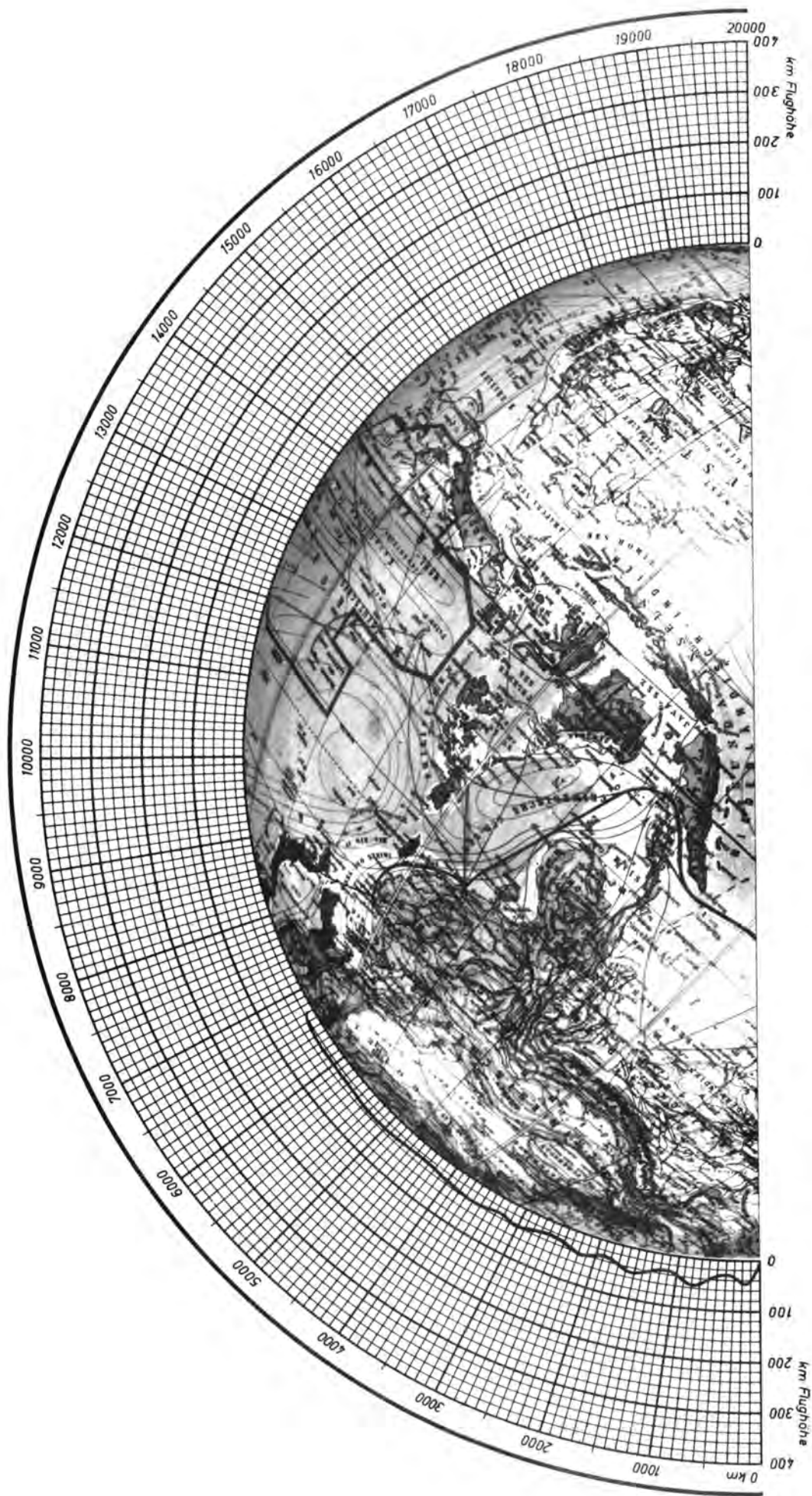


Abb. 71; Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 3000 \text{ m/sec}$, $v_0 = 4000 \text{ m/sec}$ und 11,5 Tonnen Bombenladung.

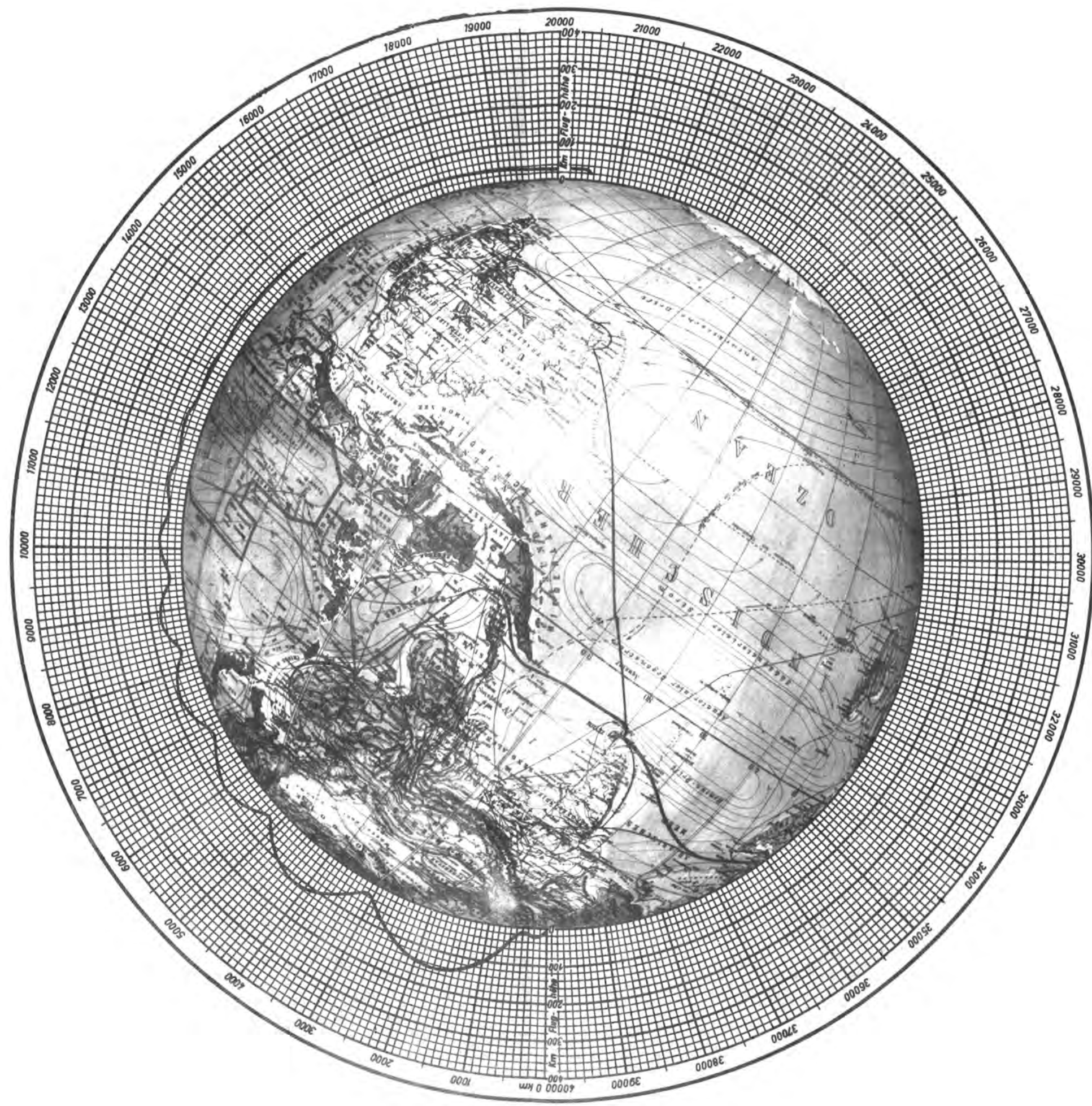


Abb. 72 : Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 3000$ m/sec, $v_0 = 6000$ m/sec und 0,3 Tonnen Bombenladung.

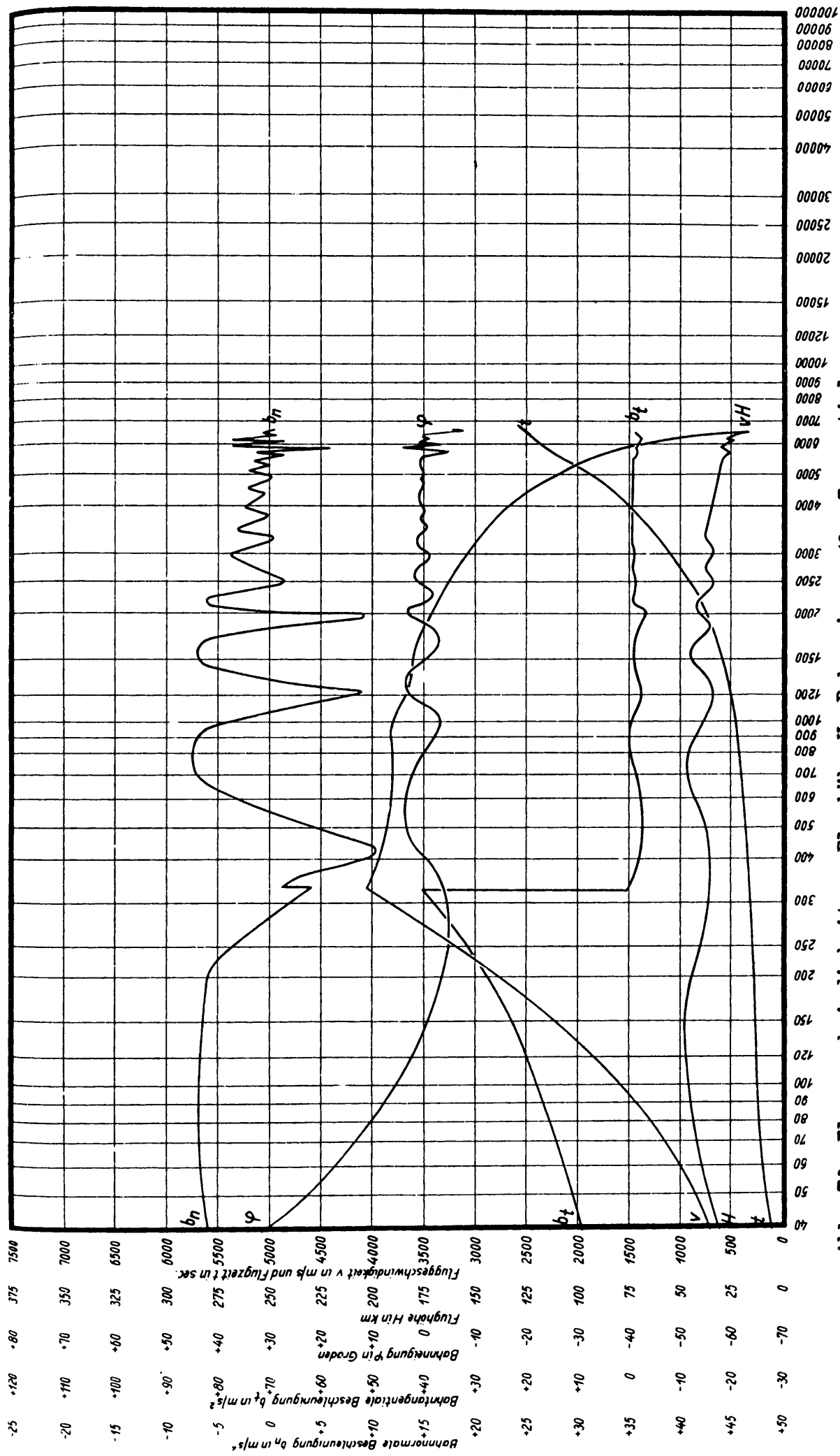


Abb. 73: Flugeschwindigkeit v , Flughöhe H , Bahnneigung φ , Tangentialbeschleunigung b_t , Normalbeschleunigung b_n und abgelaufene Zeit t der Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 3000$ m/sec, $v_0 = 4000$ m/sec und 11,5 Tonnen Bombenladung.

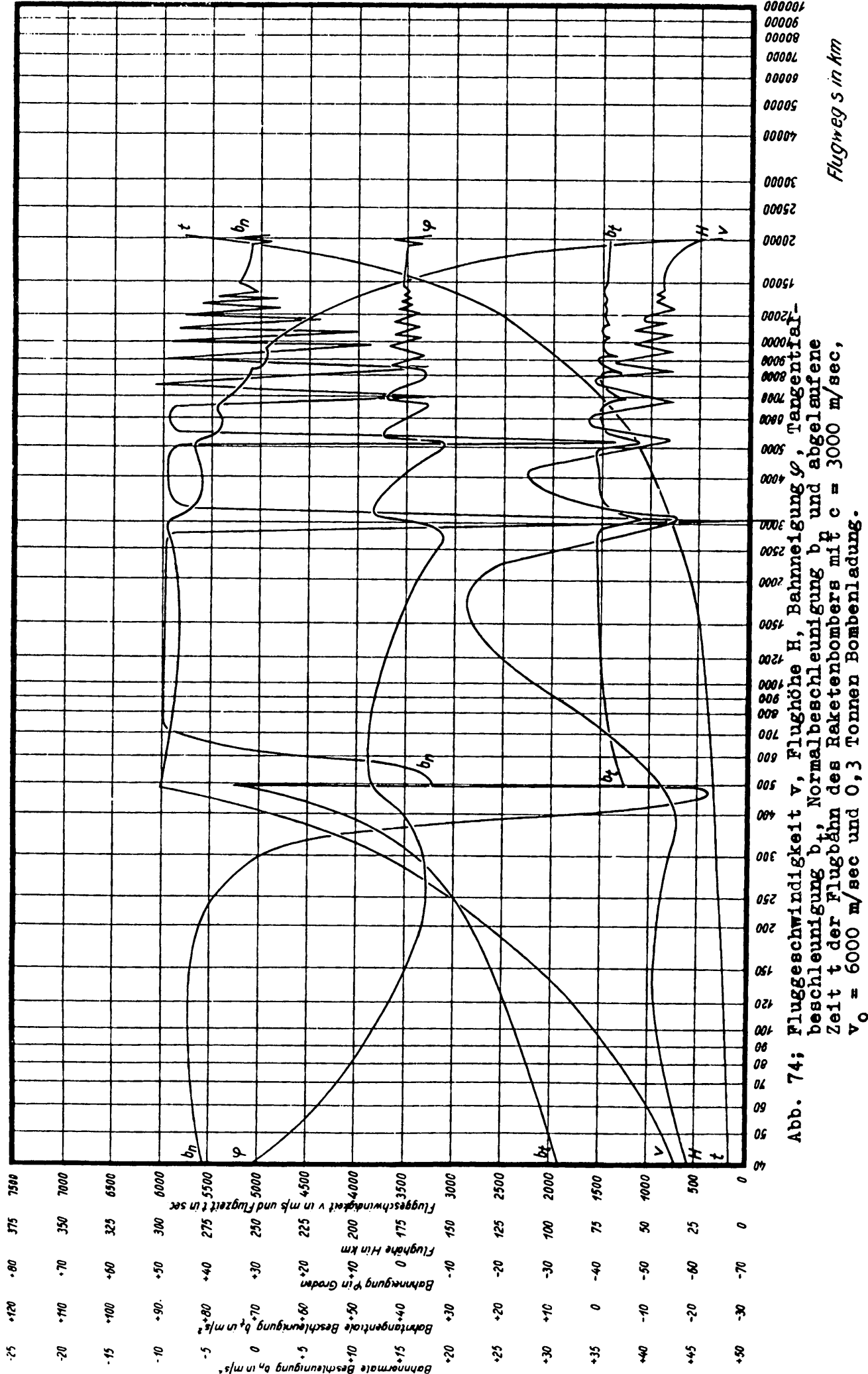


Abb. 74; Fluggeschwindigkeit v , Flughöhe H , Bahnneigung φ , Tangentialbeschleunigung b_t , Normalbeschleunigung b_n und abgelaufene Zeit t der Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 3000$ m/sec, $v_0 = 6000$ m/sec und 0,3 Tonnen Bombenladung.

folgen: die Beziehung zu der zugehörigen Bahndarstellung, Abbildung 72, ist durch Auftragung der Flughöhe H über dem Logarithmus des Flugweges s hergestellt. Man kann die einzelnen Berge und Täler der Flugbahn unschwer in beiden Linienzügen wiederfinden. Die Aufstiegsbahn endet nach rund $t = 300$ Sekunden in $H = 41,2$ km Flughöhe mit $\varphi = 6,2^\circ$ Bahnneigung. In diesem Augenblick ist die Fluggeschwindigkeit $v_0 = 6000$ m/sec erreicht. Mit dem Aussetzen des Raketenmotors fällt die bahntangentiale Beschleunigung von $b_t = + 75,5$ m/sec² auf $- 5,5$ m/sec², das Flugzeug wird also sogleich wegen der eben ansteigenden Flugbahn ziemlich stark verzögert. Zugleich fällt die bahnnormale, zuletzt mit $b_n = + 44$ m/sec² in den Sitz pressende Beschleunigung nach Aufhören der bahnnormalen Schubkomponente des Triebwerkes auf $b_n = + 18,5$ m/sec². Dieser positive Restwert folgt aus der Lage des augenblicklichen Bahnkrümmungsmittelpunktes über dem Flugzeug. Im ersten Teil seiner antriebslosen Überschall-Gleitflugbahn steigt der Bomber bis auf $H = 143,8$ km Höhe, wobei der Bahnneigungswinkel einen Höchstwert von $\varphi = + 8,5^\circ$ durchläuft, ferner die bahntangentiale Beschleunigung allmählich wieder bis auf $b_t = 0$ m/sec² im Wellenscheitel steigt, während die bahnnormale Beschleunigung bis auf Werte von $b_n = - 10$ m/sec² (vom Sitz abhebend) wächst, also die Körper im Flugzeug durch geraume Zeit völlig gewichtslos erscheinen. Zugleich sinkt auch die Fluggeschwindigkeit bis zu einem Minimum von etwa $v = 5800$ m/sec im Wellenscheitel. An der Stelle $s = 1700$ km des ersten Bahnscheitels müssen naturgemäss die Kurven φ und praktisch - wegen der geringen Luftdichte - auch b_t durch Null gehen, während b_n und v ein Minimum durchlaufen. Nun folgt der erste Talflug mit einem Flughöhenverlust von 108,8 km in 250 Sekunden. Dabei wächst die Fluggeschwindigkeit wieder bis gegen 6000 m/sec, die grösste Bahnneigung beträgt $- 8^\circ$, die grösste bahntangentiale Beschleunigung $b_t = + 1$ m/sec². Im Wellental ist $H = 35$ km und die in den Sitz pressende, grösste bahnnormale Beschleunigung etwa $b_n = + 58$ m/sec². Dieses Spiel wiederholt sich mit jedem Sprung, den der Raketenbomber weiter auf sein Ziel zu tut,

wobei die Extremwerte allmählich abklingen und der Flug immer gleichmässiger in der Nähe der stationären Flughöhe verläuft. Die ganze Länge der Projektion der Gleitbahn auf die Erdoberfläche beträgt 20371 km, die Dauer des Fluges 5830 Sekunden. Auf solche Weise wurden verschiedene Bahnen durchgerechnet und in Zahlentafel II ihre wichtigsten Elemente, nämlich Bahnlänge, Gleitzahl, grösste erreichte Flughöhe und grösste positive Normalbeschleunigung eingetragen.

Alle diese Bahnuntersuchungen wurden ohne Rücksichtnahme auf die Erddrehung durchgeführt. In den Abbildungen 75 und 76 sind deshalb noch die relativen und absoluten Überschallflugbahnen des Raketenbombers aus $c = 3000$ m/sec und mit der relativen Aufstiegsendgeschwindigkeit $v_0 = 6000$ m/sec aufgetragen, wenn der Start von einem Punkt des Erdäquators in genau östlicher bzw. westlicher Richtung erfolgt. Im Falle des Startes nach Osten addiert sich die Rotationsgeschwindigkeit des Startplatzes um den Erdmittelpunkt zu der dem Flugzeug relativ zu diesem Startplatz erteilten Geschwindigkeit, sodass die Fliehkraftentlastung wächst. Die Reichweite $s = 20370$ km der Bahn von Abbildung 72 wird durch diesen Einfluss der Erddrehung vergrößert auf $s = 23470$ km, also um mehr als 13%. Diese relativ zur Erdoberfläche betrachtete Überschallbahn ist in Abbildung 75 voll eingezeichnet. Bemerkenswert ist an ihr besonders die gegenüber Abbildung 72 bedeutend grössere Flughöhe vor allem der ersten Bahnwellen, und die grössere Länge dieser Wellen. In Abbildung 75 ist gestrichelt noch das vom Weltraum aus gesehene, also absolute Bild dieser Flugbahn eingetragen, das naturgemäss eine noch grössere absolute Bahnlänge, nämlich $s = 26410$ km ergibt. Im Falle des Startes nach Westen subtrahiert sich die Drehgeschwindigkeit des Startplatzes vor der erteilten Fluggeschwindigkeit, die Fliehkraftentlastung wird kleiner, die Reichweite vermindert sich von 20370 km auf 18200 km, also um mehr als 10%. Gleichzeitig vermindern sich Höhe und Sprungweiten der anfänglichen Bahnwellen. Diese Verhältnisse sind in Abbildung 76 dargestellt; im Vergleich dazu ist wieder gestrichelt die entsprechende Absolutbahn eingetragen. Der Einfluss der Erddrehung

<i>C</i>	<i>V₀</i> in m/sec	<i>Bomben-</i> <i>ladung</i> in Tonnen	<i>Flugbahn</i> <i>länge in</i> km	<i>Flugzeit</i> in Sekunden	<i>Größte</i> <i>Flughöhe</i> in km	<i>Größte posi-</i> <i>tive Normal-</i> <i>beschleunigung</i> in m/sec
<i>3000 m/sec</i>	1000	50,0	303	490	40	38,5
	2000	31,8	1528	1300	46	21,7
	3000	20,0	3639	2180	45	17,4
	4000	11,5	6692	2620	47	10,5
	5000	4,8	12171	4330	76	34,9
	6000	0,3	20371	5800	143	46,5
<i>4000 m/sec</i>	1000	58,7	295	530	34	28,7
	2000	43,3	1367	1160	37	15,2
	3000	30,5	3477	2100	49	26,0
	4000	20,0	6959	3040	80	35,6
	5000	13,3	12592	4400	104	45,3
	6000	8,0	21139	5820	160	48,8
	7000	3,8	39363	8840	283	50,3
	8000	1,0	91870	16015	1296	58,7
<i>5000 m/sec</i>	1000	65,0	291	455	30	22,0
	2000	51,7	1254	1120	31	19,2
	3000	37,5	3847	2225	68	37,3
	4000	28,1	7454	3200	87	37,0
	5000	20,1	12180	4290	102	46,5
	6000	15,0	21531	5990	111	35,9
	7000	10,5	42091	9120	128	36,3
	8000	6,5	293720	41600	778	2,5

Zahlentafel II. Kennzeichnende Zahlenwerte von 22 verschiedenen Abstiegbahnen des Raketenbombers

auf Reichweite und Flughöhe der Überschallbahnen wird noch bedeutend grösser, je mehr sich die erteilte Höchstfluggeschwindigkeit v_0 der Zirkulargeschwindigkeit nähert; er wird dagegen rasch kleiner, wenn der Start am Äquator nicht in östlicher oder westlicher Richtung, sondern in einer Zwischenrichtung erfolgt, oder wenn sich der Startplatz vom Äquator nach den Erdpolen zu entfernt. Beispielsweise sind die Reichweiten für $c = 4000$ m/sec, $v_0 = 7000$ m/sec beim Äquatorstart nach Westen 32340 km, beim Äquatorstart nach Osten 50440 km und beim Polstart 39363 km; für $c = 5000$ m/sec, $v_0 = 7000$ m/sec entsprechend 32 660 km, 58880 km und 42091 km.

Wird während des Überschallgleitfluges die Bombenlast abgeworfen, so sinkt das Fluggewicht plötzlich von G auf 10 Tonnen, und die stationäre Flughöhe wächst um den Betrag $\Delta H = 6341 \cdot \ln G/10$. Dadurch und durch die weiterhin verminderte ballistische Querschnittsbelastung des Flugzeuges erfährt die wirkliche schwingende Flugbahn eine Beeinflussung, die in Abbildung 77 für einen bestimmten Flugfall dargestellt ist. Es wurde angenommen, dass aus der $c = 4000$ m/sec- $v_0 = 7000$ m/sec-Bahn eine Bombe von 3,8 Tonnen Gewicht aus 40 km Höhe bei 6060 m/sec Fluggeschwindigkeit horizontal so geworfen wird, dass sie im Antipodenpunkt des Startplatzes die Erde berührt. Bei einer Wurfweite der Bombenfallbahn von 850 km muss der Wurf also nach 19150 km Weg ausgelöst werden. In diesem Punkt löst sich die Bahndarstellung in drei Linien auf; nach unten geht die Fallbahn der Bombe ab, während punktiert die Bahn angedeutet ist, die der Bomber ohne Abwurf verfolgt hätte, und voll ausgezogen die Bahn nach Abwurf der Bombe. Im letzteren Fall sind die Bahnwellen etwas höher und weiter, sodass nach mehreren Schwingungen eine deutliche Phasenverschiebung erkennbar wird, der stationäre Teil der Flugbahn um etwa 1670 m höher liegt und die Endgeschwindigkeit von 300 m/sec um einige Dutzend Kilometer eher erreicht wird. Der Reichweitenunterschied ist so gering, dass man ohne weiteres auf eine besondere Untersuchung der Flugbahn nach dem Abwurf verzichten und näherungsweise die mit voller Bombenladung berechnete Bahn benutzen kann. In Abbildung 78 sind noch die Bahnelemente dieser Bahn dargestellt, wobei bemerkenswert ist, dass

an der Abwurfstelle die bahnnormale Beschleunigung unstetig von etwa $+ 7 \text{ m/sec}^2$ auf $+ 19,5 \text{ m/sec}^2$ springt, weil das Flugzeug sich eben in einem Wellental befand und vor den Bombenwurf, also bei 13,8 Tonnen Gewicht, im dynamischen Gleichgewicht mit den Auftriebskräften der Luft stand.

Die Reichweite des Raketenbombers ist hauptsächlich durch die Länge des Überschallgleitweges bestimmt. Unabhängig von der genauen Bahnberechnung kann diese wichtigste Grösse in erster Näherung dadurch geschätzt werden, dass man die Massenträgheitskraft gleich dem Luftwiderstand setzt, $G/g \cdot dv/dt = -G\epsilon$, woraus $v = v_0 - \epsilon g t$ und $s = (v_0^2 - v^2)/2\epsilon g$ folgen. Diese einfache Rechnung genügt bis etwa $v_0 = 2000 \text{ m/sec}$. Darüber darf die Tragwirkung der Fliehkraft infolge der Bahnkrümmung des der Erdoberfläche folgenden Bombers nicht mehr vernachlässigt werden. In zweiter Näherung kann man daher ansetzen $G/g \cdot dv/dt = - (G - Gv^2/Rg)\epsilon$, woraus folgen [18] :

$$v = \sqrt{Rg} \frac{\frac{\sqrt{Rg} + v_0}{\sqrt{Rg} - v_0} - e^{2\epsilon t \sqrt{Rg}}}{\frac{\sqrt{Rg} + v_0}{\sqrt{Rg} - v_0} + e^{2\epsilon t \sqrt{Rg}}} ; t = \frac{R}{2\epsilon \sqrt{Rg}} \ln \frac{(\sqrt{Rg} + v_0)(\sqrt{Rg} - v)}{(\sqrt{Rg} - v_0)(\sqrt{Rg} + v)} ; s = t \sqrt{Rg} + \frac{R}{\epsilon} \ln \frac{1 + (\sqrt{Rg} + v_0)(\sqrt{Rg} - v)}{e^{2\epsilon t \sqrt{Rg}} + (\sqrt{Rg} + v_0)(\sqrt{Rg} - v)}$$

Diese Beziehungen geben gute Ergebnisse für stationäre Flugbahnen bis in die Nähe der Zirkulargeschwindigkeit. Man kann mit ihrer Hilfe auch den Einfluss der Erdrotation erfassen und erhält die Absolutbahnwerte v_a , t und s_a , wenn man an Stelle der Relativgeschwindigkeit v_0 die Absolutgeschwindigkeit v_{ao} des Startplatzes aus dessen Geschwindigkeit v_e und dem Windrosenwinkel ξ der Anfangsgeschwindigkeit v_0 errechnet zu $v_{ao}^2 = v_0^2 + v_e^2 + 2 v_0 v_e \sin \xi$ und einsetzt. Der Einfluss der Erdrotation auf die Bahnlänge wird demnach in den ungünstigsten Fällen ab $v_0 = 2500 \text{ m/sec}$ grösser als 1%, vermindert sich allerdings merkbar bei der Umrechnung der Absolutbahnlänge in die massgebliche Relativbahnlänge. Die so bestimmten Bahnlängen lassen sich mit Schussweiten gleicher Abschussgeschwindigkeit v_0 vergleichen und ergeben bis $v_0 = 6000 \text{ m/sec}$ und der hier benützten Gleitzahl $1/\epsilon = 6,4$ eine etwa 3,2-fache Überlegenheit, die bei weiterer Annäherung an die Zirkulargeschwindigkeit stark zunimmt, d.h. man kann bei gleicher Anfangsgeschwindigkeit immer mehrfach weiter fliegen als schießen.

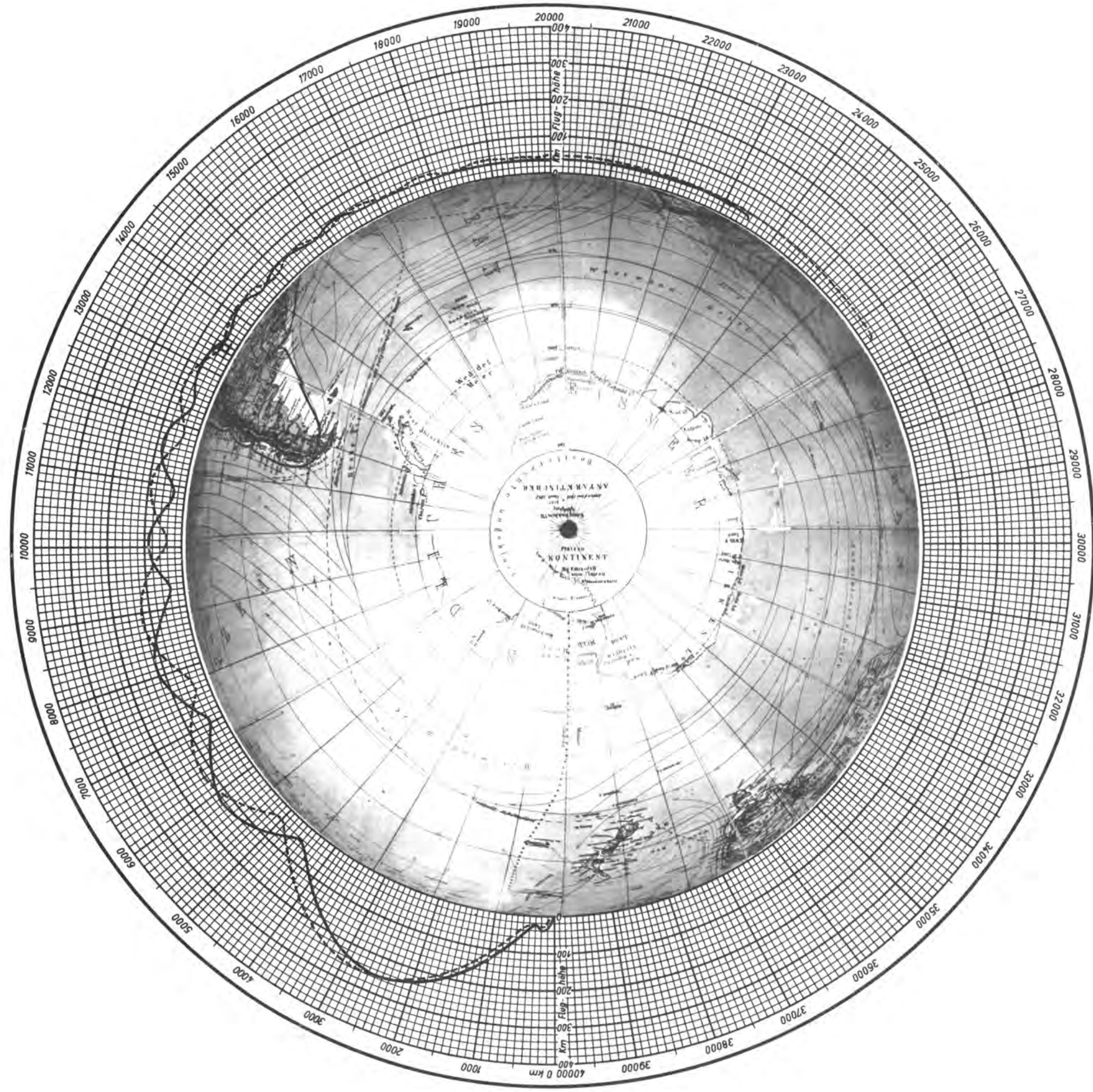


Abb. 75; Absolute (gestrichelt) und relative (voll) Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 3000$ m/sec, $v = 6000$ m/sec und 0,3 Tonnen Bombenladung, beim Start von einem Äquatorpunkt nach Osten und mit Berücksichtigung der Erdrotation.

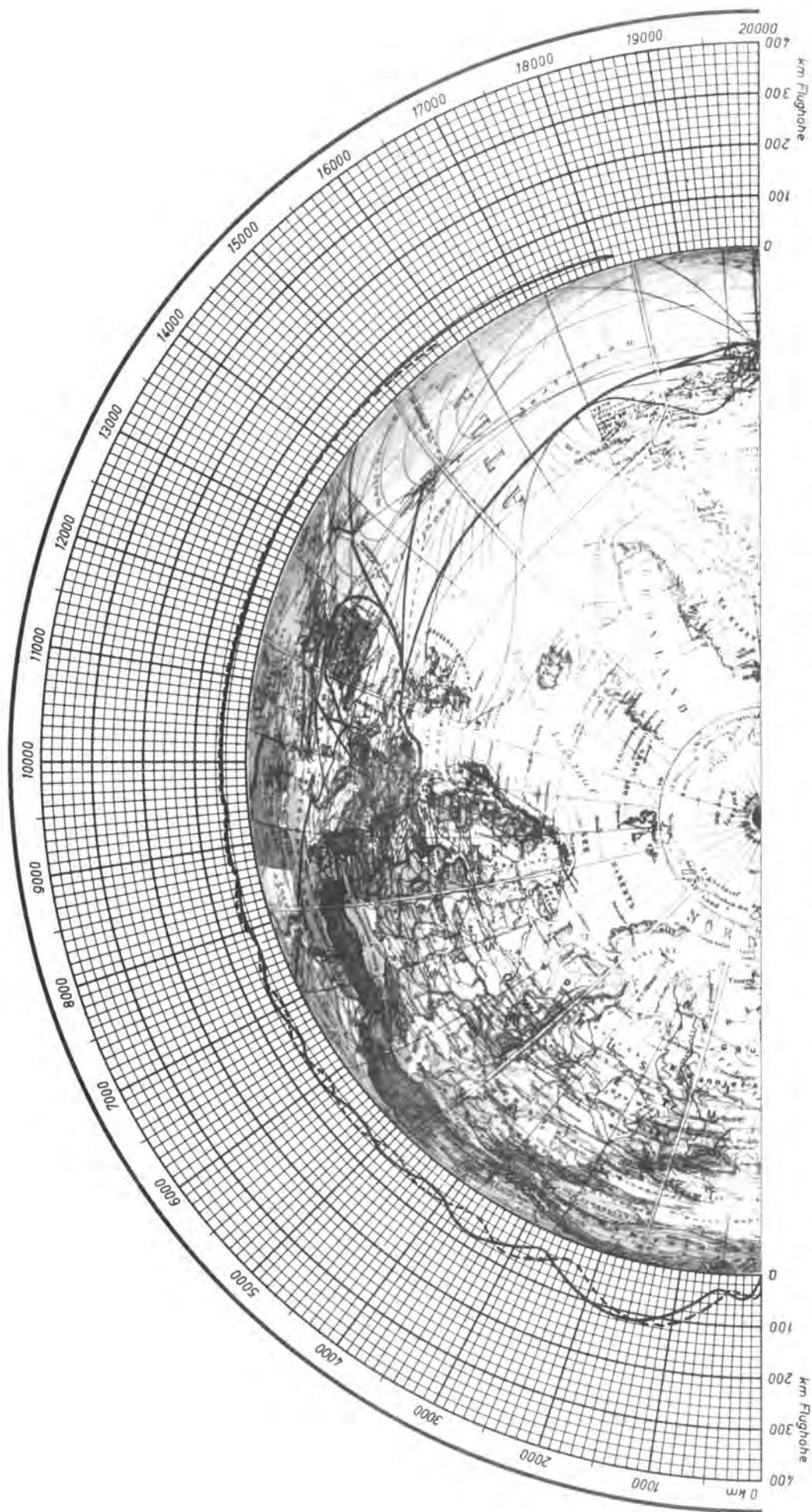


Abb. 76; Absolute (gestrichelt) und relative (voll) Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 3000$ m/sec, $v_0 = 6000$ m/sec und $0,3$ Tonnen Bombenladung, beim Start von einem Äquatorpunkt nach Westen mit Berücksichtigung der Erdrotation.

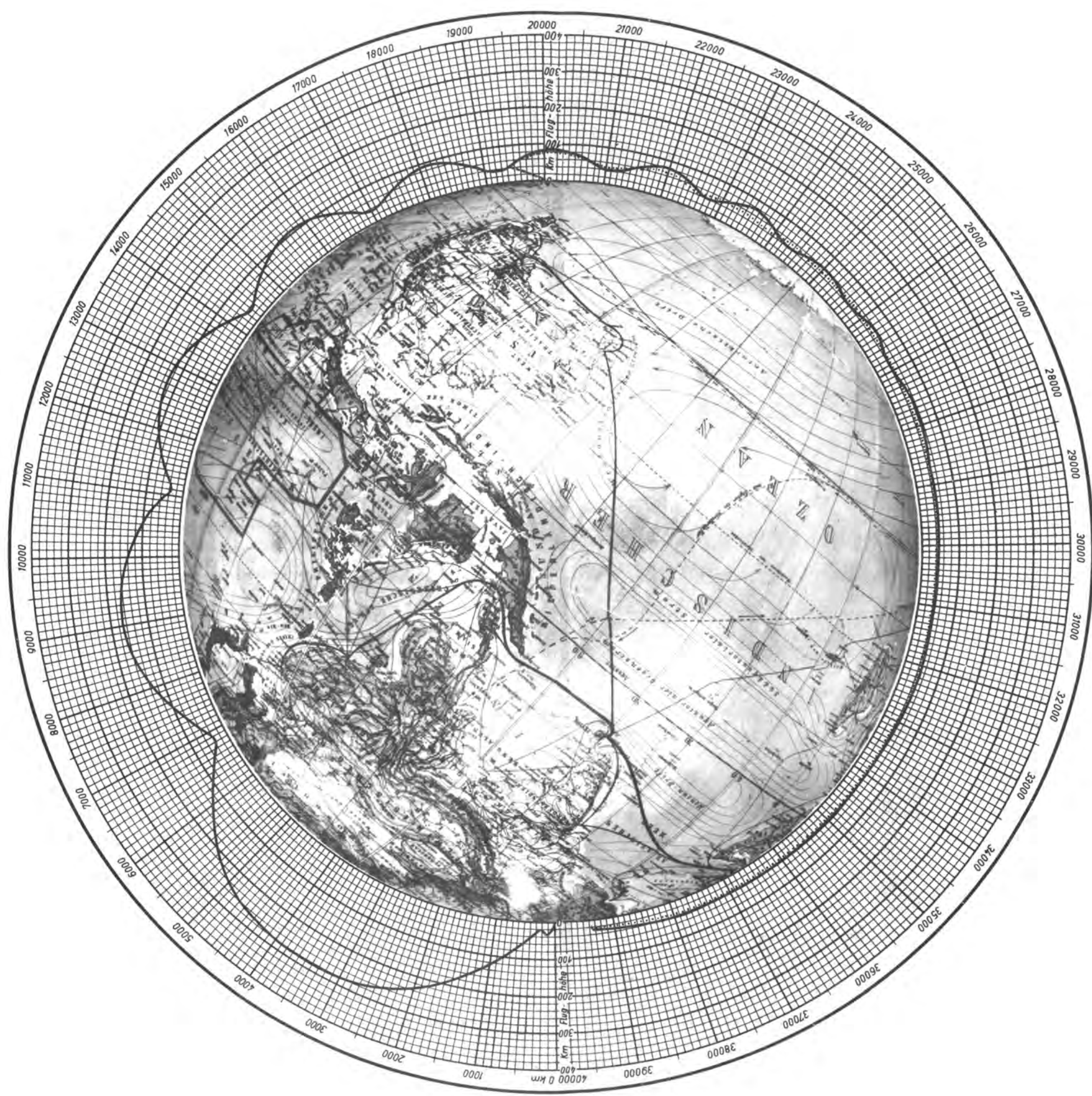


Abb. 77; Einfluss des Abwurfes von 3,3 Tonnen Bomber aus 40 km Höhe bei 6060 m/sec Fluggeschwindigkeit auf die Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 4000$ m/sec, $v_0 = 7000$ m/sec

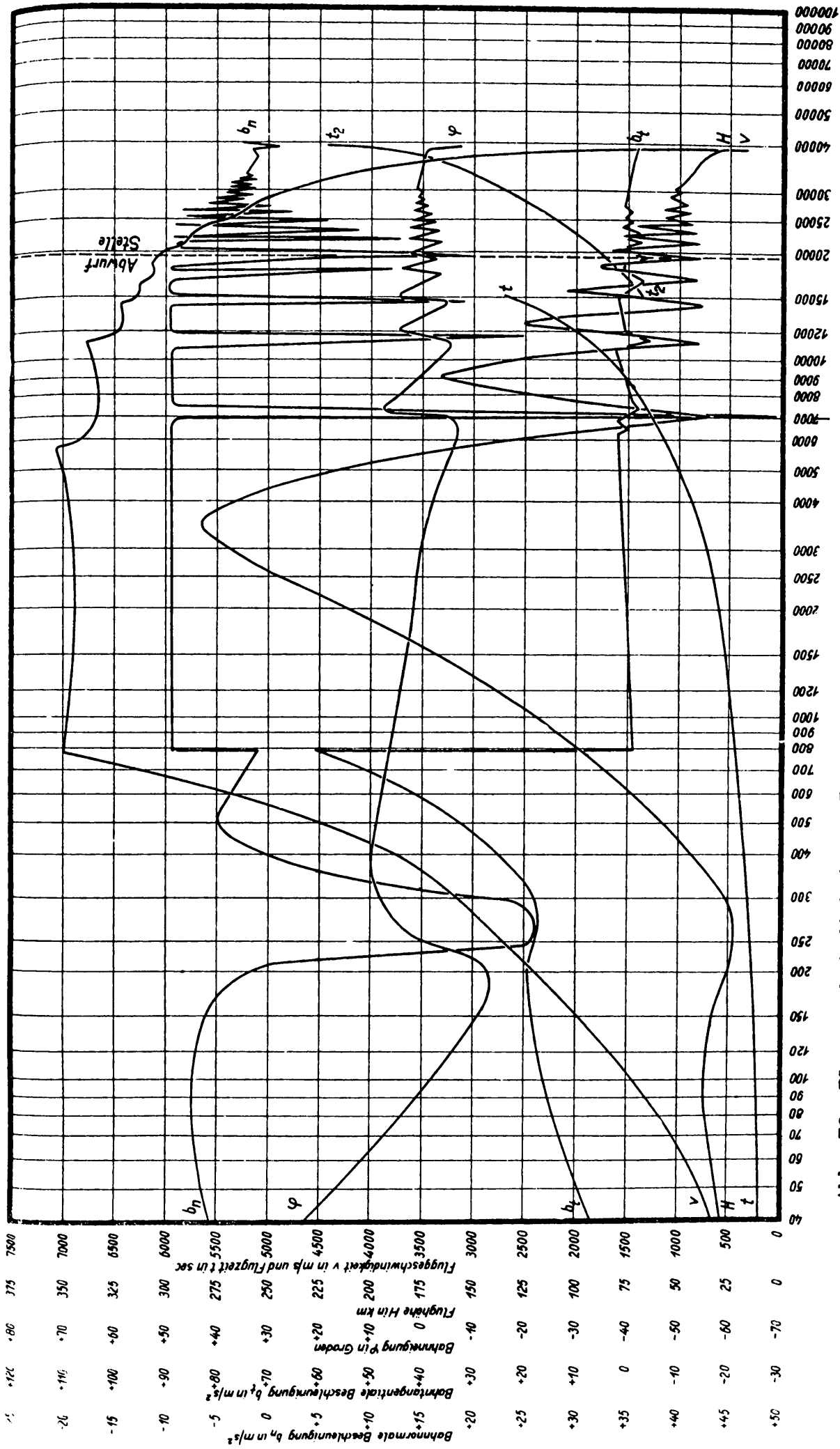


Abb. 78; Fluggeschwindigkeit v , Flughöhe H , Bahnneigung φ , Tangentialbeschleunigung b_t , Normalbeschleunigung b_n und abgelaufene Zeit t der Flugbahn des Raketenbombers mit $c = 4000$ m/sec, $v_0 = 7000$ m/sec und Abwurf der Bombenladung $B = 3,8$ Tonnen in 40 km Höhe, bei 6060 m/sec Fluggeschwindigkeit und 19 200 km Abstand vom Startpunkt.

In Abbildung 79 sind schliesslich die Ergebnisse der zweiten Näherungsberechnung denen der schrittweisen Berechnung der schwingenden dynamischen Flugbahnen gegenübergestellt. Die Ursachen, dass dynamische Flugbahnen bei gleicher Anfangsgeschwindigkeit merkbar höhere Fluglängen erzielen als stationäre Flugbahnen bestehen hauptsächlich darin, dass, während beim stationären Gleitflug der Energieverbrauch sich gleichmässig über die ganze Bahnlänge verteilt, dieser bei dynamischen Bahnen auf die Tiefpunkte am Anfang und Ende eines jeden Sprunges zusammengedrängt ist, und der erste weitreichendste Sprung, der 15 bis 30% der Gesamtreichweite ausmacht, nur an seinem Ende einen Tiefpunkt hat und in diesem daher nur etwa die Hälfte des Energieverlustes verzehrt, der bei stationärer Flughöhe 15 bis 30% des Energievorrates betragen würde. Ausserdem tragen zur grösseren Reichweite der dynamischen Flugbahnen die Umstände bei, dass bei ihnen die Strecken starken Energieverbrauches in die niedrigen Flughöhen der guten gasdynamischen Gleitzahlen bei hohen Reynolds'schen Zahlen verlegt werden, während die Höhenzonen der Flugbahnen, in denen kleine Reynolds'sche und schlechte gaskinetische Gleitzahlen gelten würden, in luftarmen bis luftleeren Räumen verlaufen, und dass schliesslich die Umlenkmäner aus der Aufstiegsbahn in die stationäre Gleitflugbahn mit ungünstigen Anstellwinkeln erfolgen müssten, also mit erhöhtem Energieverbrauch auf gleichem Weg verbunden wären. Für den praktischen Gebrauch noch übersichtlicher ist die Auftragung der Überschallflugweiten über der Bombenladung, bezw. dem Ladeverhältnis in Abbildung 80. Die beiden letzten Bilder enthalten keinen Einfluss der Erdrotation.

Für den Einsatz des Raketenbombers ist auch der Fall wichtig, dass das Flugzeug nach dem Bombenwurf auf der Überschallgleitbahn wendet, um in den Abflughafen zurückzukehren. Diese Rückkehr wird dann, wenn die Antipodengegend des Heimathafens oder auch weitere Bereiche der anderen Erdhalbkugel zu beschossen sind, ohne weiteres darin bestehen, dass der Bomber seine "geradeaus" gerichtete Gleitbahn auch nach dem Abwurf beibehält und um die ganze Erde herumfliegt. Bei näher ge-

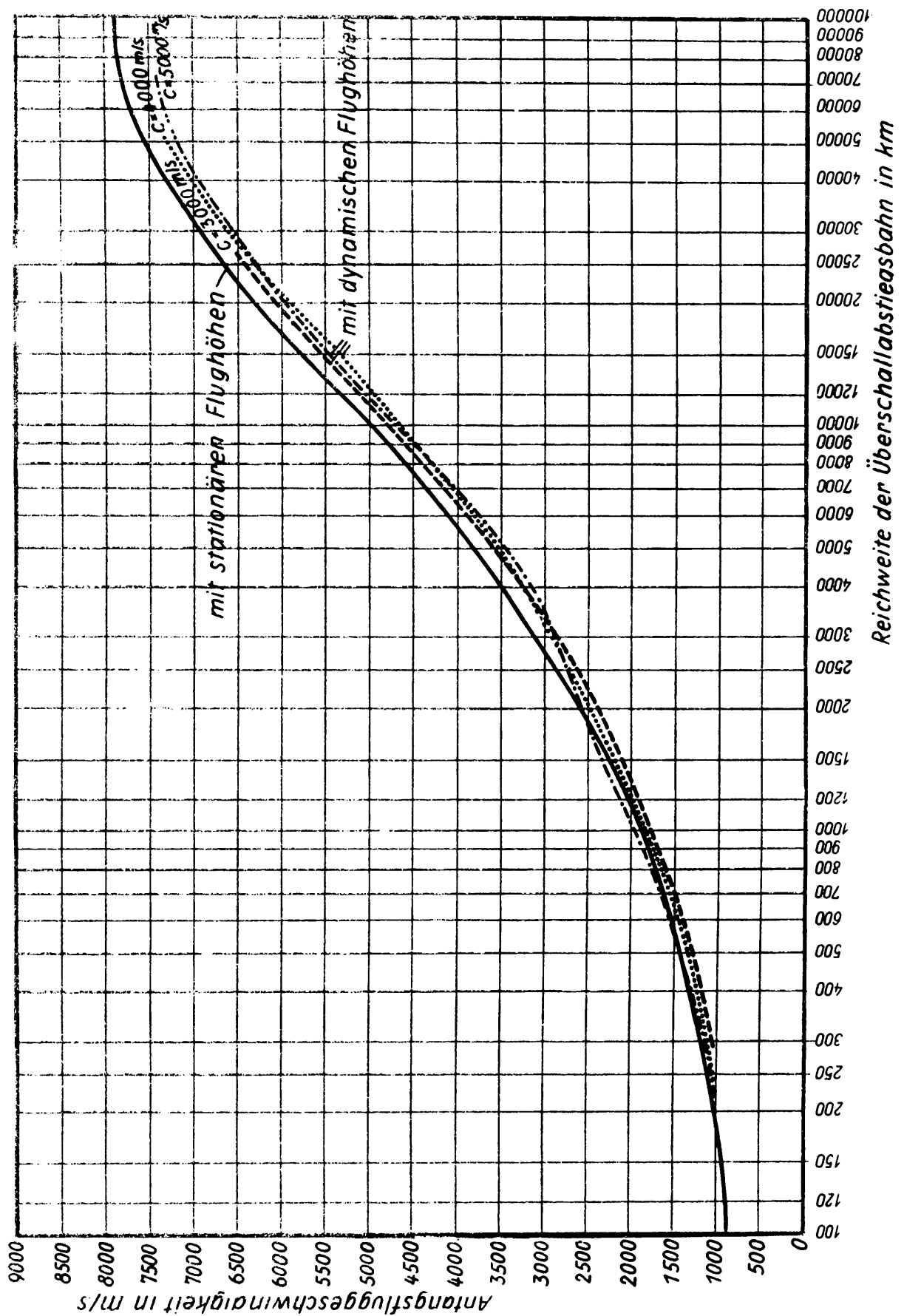


Abb. 79; Gegenüberstellung der Reichweiten der Überschallabstiegsbahn bei gleicher Anfangsgeschwindigkeit nach der Berechnung mit stationären Flughöhen und nach der graphischen Bahnberechnung mit dynamischen Flughöhen und mit $c = 3000$, 4000 bzw. 5000 m/sec.

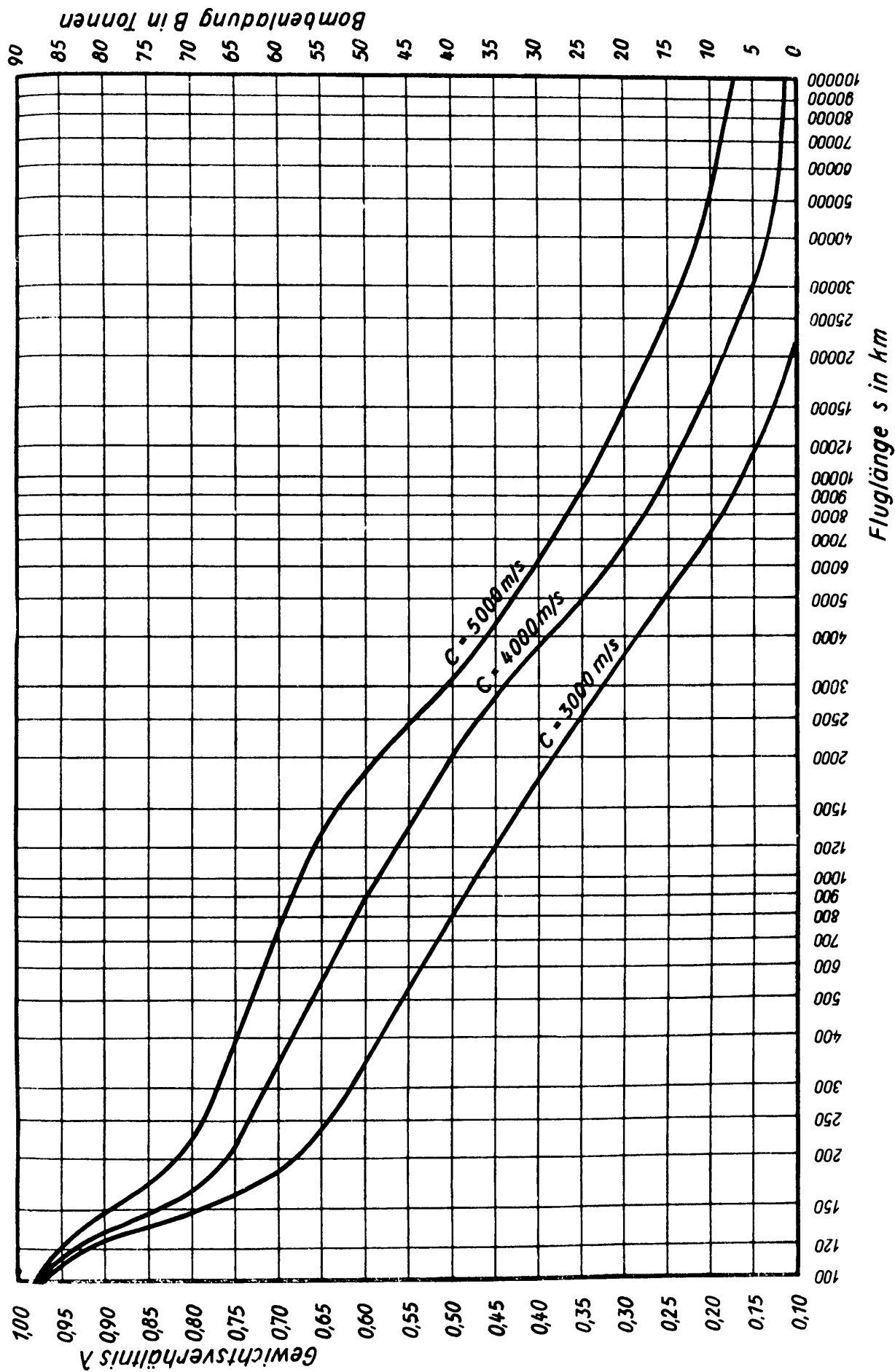


Abb. 80; Zusammenhang zwischen Ladeverhältnis $\lambda = G/Go$, Bombenladung B und Flugweite s des Raketenbombers für einen Geradeausflug und für die Auspuffgeschwindigkeiten $c = 3000, 4000$ und 5000 m/sec.

liegenden Zielen wird eine Rückkehr durch Wenden nach dem Abwurf in Frage kommen. Dafür werden drei verschiedene Möglichkeiten überlegt. Erstens, dass man die ganze Flugbahn nach einmaligem Antrieb nicht als Grösstkreis um die Erde legt, sondern als einen Kreis, der in der Erdoberfläche liegt, und dessen Durchmesser $2r$ der räumliche Abstand zwischen Startplatz und Ziel ist. Durch den Flug längs des Kalottenkreises erhöht sich der Luftwiderstand infolge der schrägen Fliehkraftwirkungen bei gleichen Geschwindigkeiten im Verhältnis $\frac{\sqrt{\cos^2[r/R(1-2v^2/Rg)] + v^4/R^2g^2}}{\cos[r/R(1-v^2/Rg)]}$ während der Kalottenkreis gegen den Grösstkreis nur im Verhältnis r/R kürzer wird. Der Flug längs des Kalottenkreises wird daher erst bei Fluggeschwindigkeiten unter etwa 5600 m/sec günstiger als der Flug längs des Grösstkreises, sodass diese Art des Wendens für geringere Angriffswerten geeignet erscheint. In diesem Bereich ist aber meist ein zweites Wendeverfahren im Vorteil, bei dem man die ganze Flugbahn so führt, dass das Ziel auf einem Grösstkreisbogen erreicht wird, und das Flugzeug nach einer möglichst eng geflogenen Wendung im Ziel wieder auf einem Grösstkreisbogen heimgelangt. Wenn der Bomber um den kleinen Winkel $d\phi$ wendet, dann ist die auf der Wendebahnlänge $rd\phi$ verbrauchte Arbeit im Verhältnis zur kinetischen Energie des Bombers am Anfang dieses kleinen Wendebogens gleich $2\epsilon d\phi \sqrt{1 - g^2/b^2}$, kann daher durch hohe Zentrifugalbeschleunigung $b = v^2/r$ gesenkt werden, die man bis zur zulässigen Grenze führen wird. Die Wendebahn wird dann eine Spirale, auf der jederzeit Tangential- und Radialbeschleunigung konstant sind. Sie ist nicht integrierbar und muss wieder schrittweise berechnet werden. Der verhältnismässige Wuchtverlust während der Wendung hängt nach der angegebenen Beziehung nicht von der Anfangsgeschwindigkeit der Wendung ab, sodass er für alle Spiralen ein für allemal ermittelt werden kann. Er ist in Abbildung 81 angegeben für Wendespiralen mit $1,75 \text{ m/sec}^2$ tangentialer Verzögerung und 50 m/sec^2 zentripetaler Beschleunigung. Nach 90° Wendung sind demnach noch 60% der Anfangsenergie, nach 180° Wendung nurmehr 37% der Anfangsenergie vorhanden, d.h. dass die enge Wendung noch immer ausserordentliche

Energiebeträge kostet. Zwischen den beiden geschilderten Wendeverfahren gibt es noch Möglichkeiten, bei denen die enge Wendung mit Nichtgrösstkreisen kombiniert ist, die durch etwas geringeren Energieverbrauch ausgezeichnet sind als das letztere Grenzverfahren, das allein die Anwendung schwingender Flugbahnen erlaubt.

Ein drittes Wendeverfahren besteht darin, dass das Flugzeug beim Aufstieg nur die Wucht erhält, die für den Weg bis zum Ziel reicht, dass es dort mit dem geringen Rest seiner Geschwindigkeit wendet und mit Hilfe eines an Bord behaltenen Kraftstoffvorrates durch einen zweiten Antrieb die Wucht für die Heimreise bekommt. Dieses Verfahren mit Doppelantrieb hat noch die Eigenheit, dass der Bomber über dem Ziel langsam und niedrig fliegt. Es können daher die Bomben einerseits mit sehr grosser Zielgenauigkeit geworfen werden, andererseits ist ihre Aufschlagwucht kleiner als beim Fernangriff, und schliesslich ist der Bomber selbst über dem Ziel in den gegnerischen Abwehrbereich gelangt. In Abbildung 82 sind die Reichweiten des Raketenbombers beim Wenden nach den beiden letzten, wichtigsten Wendeverfahren gegenübergestellt.

Über die Flughöhen des Überschallgleitfluges gelten wieder die grundsätzlichen Ausführungen zur Aufstiegsbahn, besonders hinsichtlich der Begriffe "stationäre" und "dynamische" Flughöhen. Die stationären Flughöhen, bestimmt durch das Gleichgewicht des konstanten Fluggewichtes mit dem Auftrieb und der Fliehkraft aus der Oberflächenkrümmung, wie sie auch der zweiten Näherungsrechnung der Überschallbahn-Reichweiten zu Grunde lagen, sind in Abbildung 83 dargestellt, wobei die Kurven soweit voll gezeichnet wurden, wie sie mit der angegebenen Bombenladung und $c = 4000 \text{ m/sec}$ wirklich erreichbar sind. Die aus den zufälligen Anfangsbedingungen der dynamischen Überschall-Gleitbahn folgenden dynamischen Flughöhen sind bestrebt, sich der stationären Flughöhe allmählich zu nähern, wie die Darstellung, Abbildung 84 der stationären und dynamischen Flughöhen der Bahn aus $c = 4000 \text{ m/sec}$, $v_0 = 7000 \text{ m/sec}$ zeigt.

2. Unterschall-Gleitflugbahn und Landung.

Der Unterschall-Gleitflug beginnt voraussetzungsgemäss

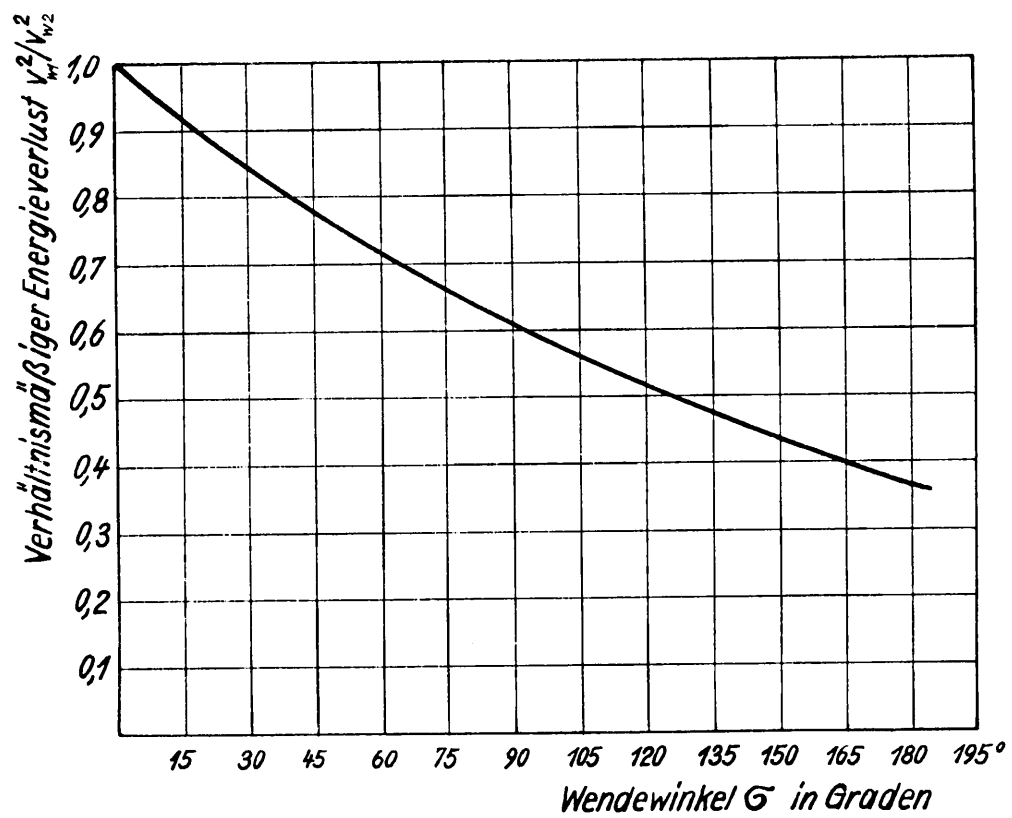
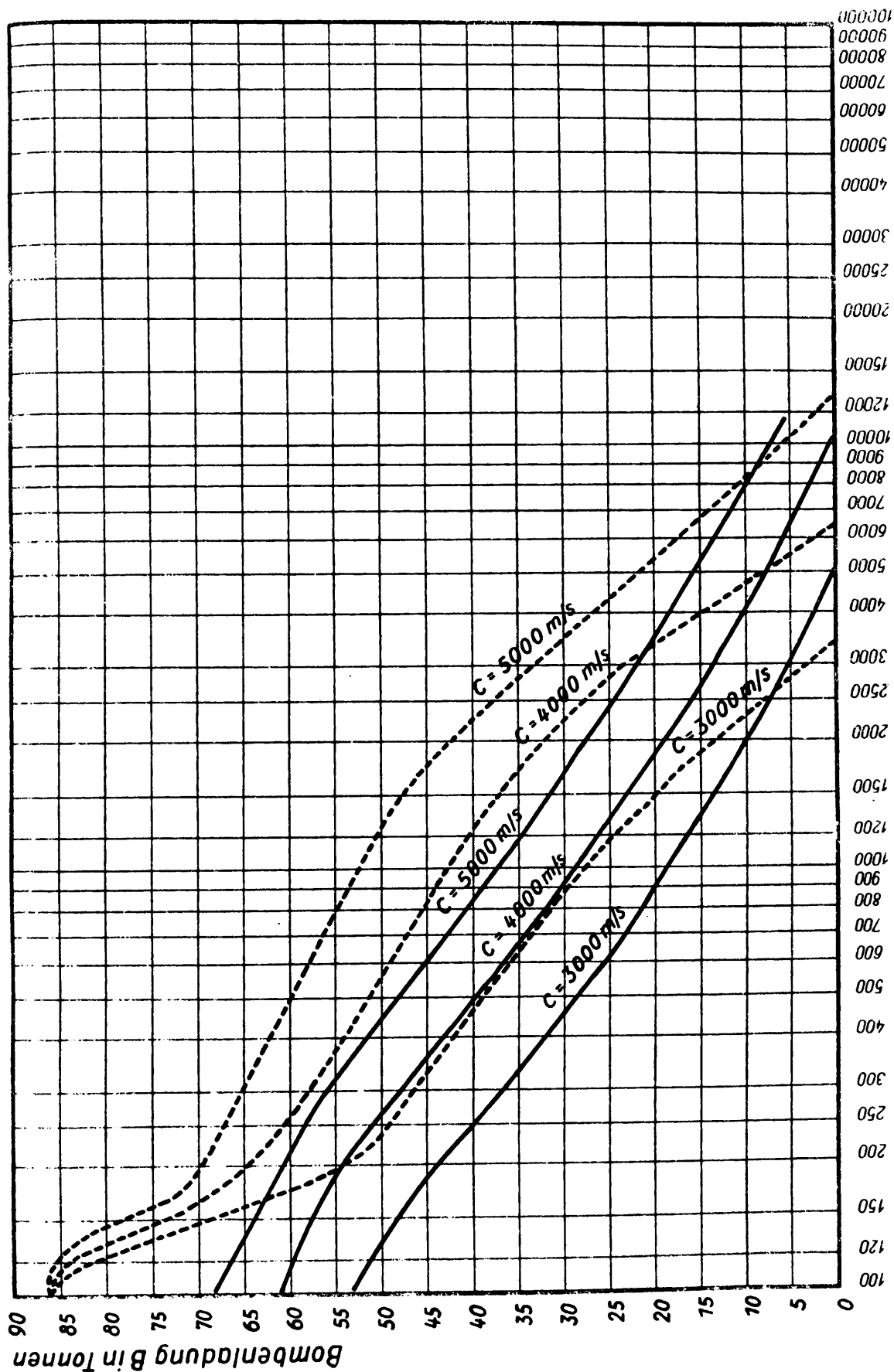


Abb. 81; Einbusse an kinetischer Energie während des Wendens auf Wendespiralen um den Winkel G .



Reichweite in km

Abb. 82: Vergleich der Reichweiten des Raketenbombers bei gleicher Bombenladung für $c = 3000, 4000$ bzw. 5000 m/sec , wenn die Rückkehr zum Ausgangshafen durch Wendespiralen (voll) bzw. zweimaligen Antrieb (punktiert) erfolgt.

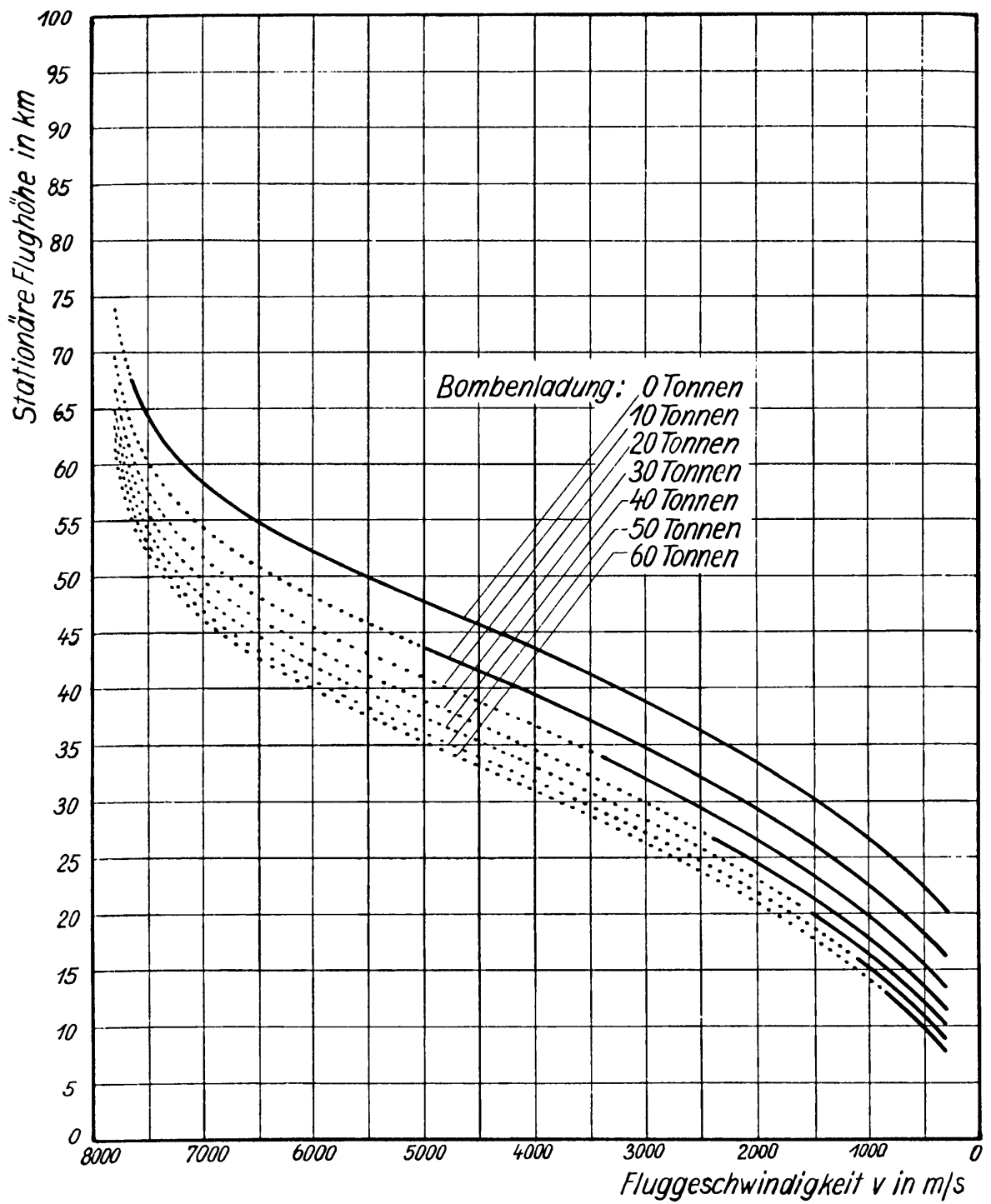


Abb. 83

Stationäre Flughöhen des Raketenbombers während des Überschallgleitfluges mit verschiedenen Bombenladungen.

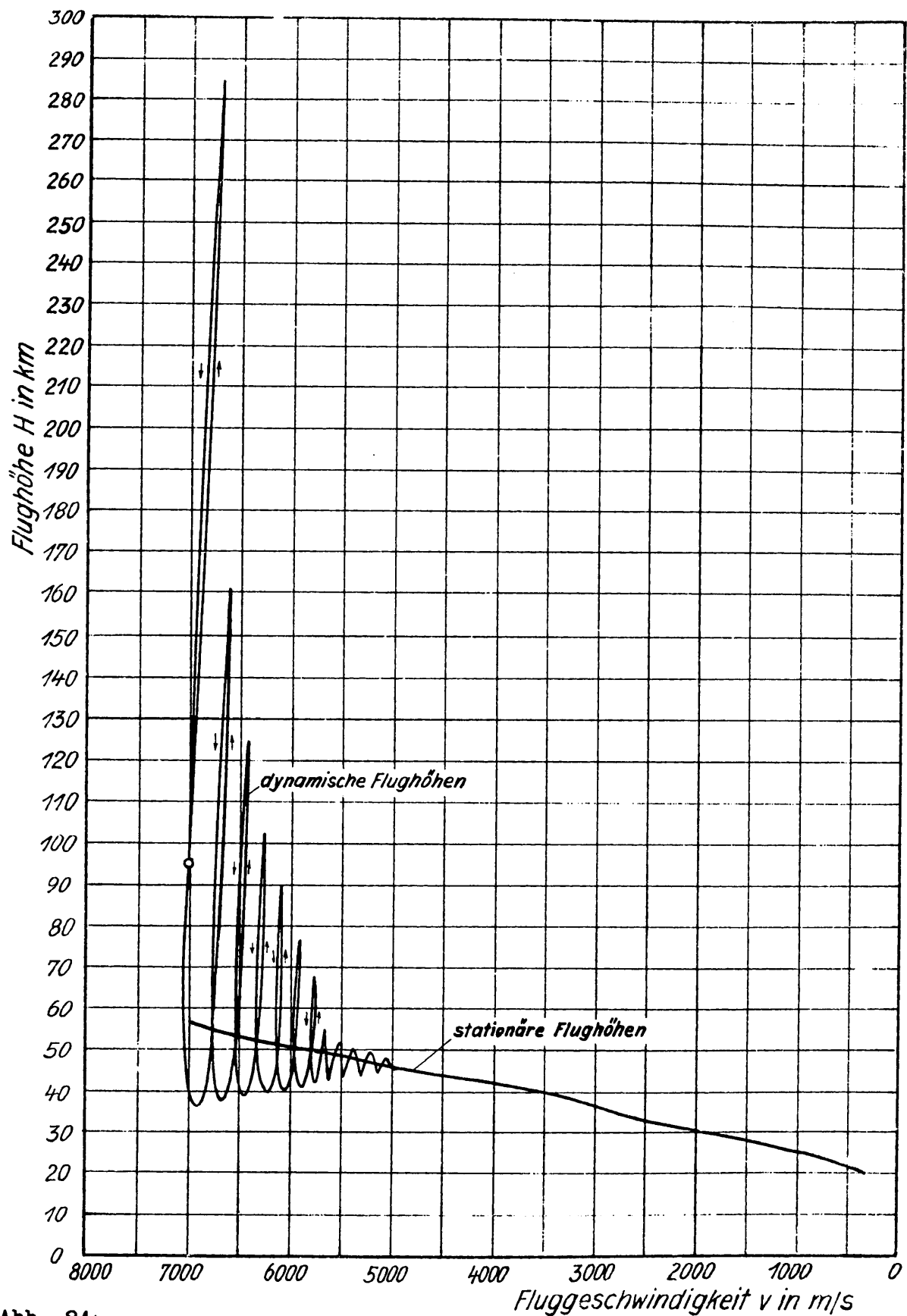


Abb. 84:

Vergleich der wirklichen und stationären Flughöhen des Raketenbombers während eines Überschallgleitfluges.
($c = 4000$ m/sec, $v = 7000$ m/sec.)

mit $v = 300$ m/sec Fluggeschwindigkeit bei $G = 10$ Tonnen Fluggewicht. Dabei ist der Auftriebsbeiwert in günstiger Gleitlage etwa $c_a = 0,2$ und die zugehörige Flughöhe $H = 20$ km. Der Vorrat an potentieller und kinetischer Energie beträgt daher noch 24580 kgm/kg, womit bei einer durchschnittlichen Unterschall-Gleitzahl $\epsilon = 1/4$ ein Weg von $24580/\epsilon = 98200$ m zurückgelegt werden kann. Man kann den Abstiegsweg bei konstantem Staudruck in einzelnen Geschwindigkeitsstufen $v_1, v_2, v_3 \dots$ leicht mittels des Zusammenhanges verfolgen, dass die Abnahme der kinetischen Energie $(v_1^2 - v_2^2)/2g$ zusammen mit jener der Lagenenergie $(H_1 - H_2)$ immer gleich der Luftwiderstandsarbeit $\Delta s \cdot \epsilon$ sein muss, und erhält in der Stratosphäre $\Delta s = (v_1^2 - v_2^2)/2\epsilon g + 6341/\epsilon \cdot \ln v_1^2/v_2^2$, bzw. $\Delta H = 6341 \cdot \ln v_1^2/v_2^2$ und in der Troposphäre $\Delta s = (v_1^2 - v_2^2)/2\epsilon g + (H_1 - 44250)/\epsilon \cdot [1 - (v_1/v_2)^{0,47}]$, bzw. $\Delta H = (H_1 - 44250) \cdot [1 - (v_1/v_2)^{0,47}]$. Mit diesen Beziehungen ist die Unterschall-Gleitflugbahn in Abbildung 85 ermittelt worden. Man entnimmt ihr unter anderem, dass der Unterschall-Abstieg insgesamt 11 Minuten dauert und mit einer Geschwindigkeit von 288 km/h in Erdnähe endet, worauf der Landevorgang einsetzen kann. Die tatsächliche Veränderlichkeit der Unterschall-Gleitzahl kann die Gestalt dieser Abstiegsbahn noch etwas beeinflussen.

Der Landevorgang beginnt mit $v = 288$ km/h bei $c_a = 0,2$. Bei dem nun folgenden Aufrichten des Flugzeuges verhalten sich die Luftkräfte nach der oberen Polaren der Abbildung 34, sodass die Geschwindigkeit des Bombers beim Ausschweben mittels der Landehilfen noch bis auf $288 \cdot \sqrt{0,2/0,74} = 150$ km/h herabgesetzt werden kann, wie es für die Segelfluglandung bei kriegsmässigem Einsatz gefordert war. Mit dieser Polaren lassen sich zu jeder Geschwindigkeitsstufe zwischen 288 und 150 km/h beim Fluggewicht $G = 10$ Tonnen der notwendige Anstellwinkel α und damit der Luftwiderstand angeben, sodass unter Zuhilfenahme der dynamischen Grundgleichung der Landevorgang verfolgt werden kann. Er ist in Abbildung 86 bildlich dargestellt.

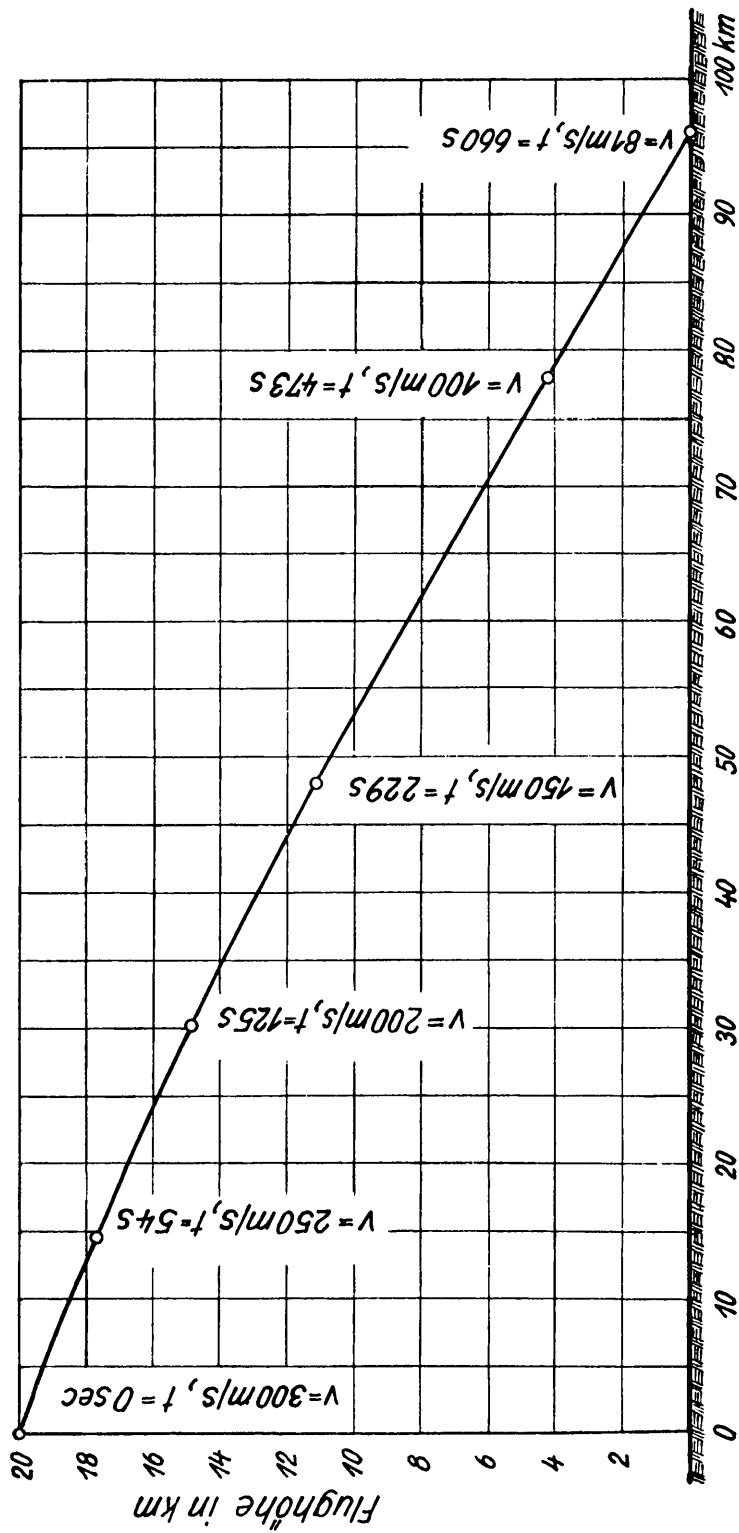


Abb. 85; Unterschall-Abstiegsbahn des leeren Raketenbombers unter
 Voraussetzung einer konstanten mittleren Gleitzahl von
 $1/\epsilon = 4$.

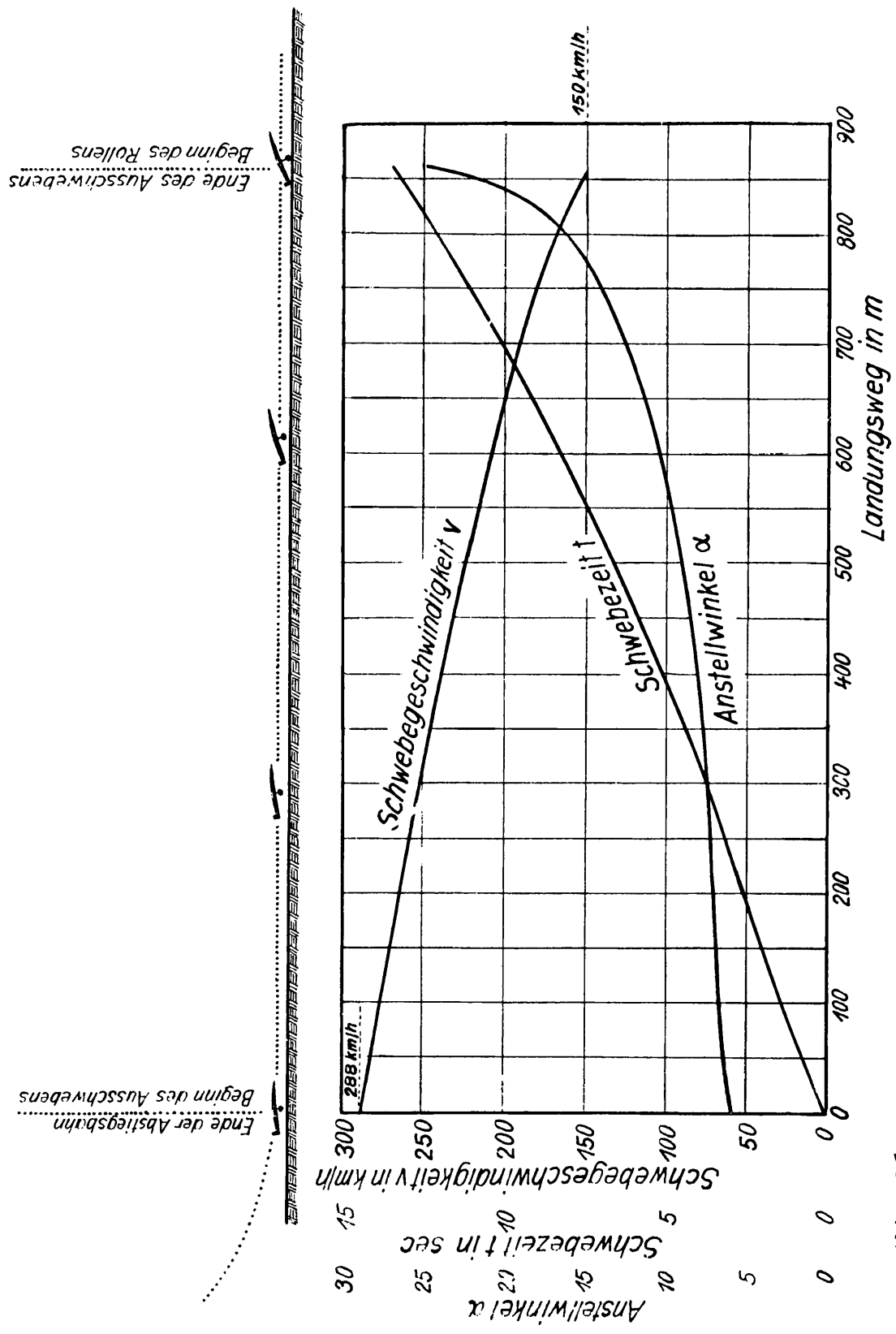


Abb. 86; Die Landung des Raketenbombers.

V. Bombenwurf.

1. Wurfarten.

Der Raketenbomber kennt zwei grundsätzlich verschiedene Angriffsarten: den Punktangriff und den Flächenangriff. Beide Verfahren unterscheiden sich hauptsächlich in der Art und Genauigkeit des Bombenwurfes.

Bei den Punktangriffsverfahren wird die Bombe aus mäßiger Höhe und Geschwindigkeit, also unter ganz ähnlichen Verhältnissen wie bei üblichen Bombenflugzeugen, genau gegen ein kleines, "punkt"-förmiges Einzelziel gezielt und geworfen. Praktisch stehen dem Raketenbomber dieselben Unterarten dieses Wurfes zur Verfügung wie den anderen Bombenflugzeugen, z.B. Bombenwurf aus dem Horizontalflug, Sturzbombenangriff, Bombenwurf im Steigflug, Bombenwurf aus dem Tiefflug usw. In unwesentlich veränderter Form gelten die aus diesen Wurfarten bekannten Verhältnisse und Probleme auch für den Raketenbomber, insbesondere über die erreichbare Wurfgenauigkeit und die Notwendigkeit ausreichender Sichtverhältnisse am Ziel, so dass über diese Wurfart hier nichts Neues zu sagen ist.

Ganz anders sieht es beim Flächenangriff aus. Hier wird die Bombe aus grossen Flughöhen (50 bis 150 km) und bei sehr grossen Fluggeschwindigkeiten (bis zu 8000 m/sec) geworfen, also unter Verhältnissen, die über jene eines artilleristischen Fernschusses noch weit hinausgehen können. Da der Zielpunkt bei den in Frage kommenden Entfernungen meist unsichtbar ist, wird der Flächenwurf indirekt gezielt, z.B. mittels astronomischer Navigation. Er ist also von den Wetter- und Sichtverhältnissen im Ziel unabhängig. Dementsprechend erreicht er weitaus nicht die Genauigkeit des Punktwurfes, und es muss mit wahrscheinlichen Streuungen von mehreren Kilometern gerechnet werden. Man kann mit dem Flächenwurf daher nicht einen ausgewählten Punkt, sondern nur eine entsprechend grosse Fläche mit ausreichender Wahrscheinlichkeit treffen. Soll auf dieser ganzen Fläche eine vorgesehene Wirkung erreicht werden, so genügt natürlich ein einziger Wurf nicht, sondern

es werden viele Bomben nach demselben Zielpunkt geworfen werden müssen, die sich dann nach den Gesetzen des Zufalls über die umliegende Fläche verteilen. Innerhalb der vorgesehenen Fläche ist die Trefferverteilung wieder nicht gleichmässig, vielmehr werden die Bomben in der Nähe des Zielpunktes häufiger einschlagen als in grösserer Entfernung davon, und unvermeidlicherweise wird es auch Bombeneinschläge geben, die weit ausserhalb der beabsichtigten Angriffsfläche liegen. Insgesamt lassen sich über die Bombenverteilung mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsgesetze jedoch so ausreichende Voraussagen machen, dass der erstrebte Zweck des Angriffes mit derselben oder sogar noch grösserer Sicherheit erreicht wird wie beim Punktwurf.

2. Bombenflugbahn.

Zur Berechnung der aus Raketenflugzeugen geworfenen Bomben müssen zunächst einige Annahmen über die äussere Form dieser Geschosse getroffen werden. Den vorliegenden Bedingungen am besten angepasst erscheint eine reine Ogivalform mit ebenem Boden, ohne zylindrischen oder am Heck verjüngten Teil, mit möglichst grossem Verhältnis der Ogivalhöhe h zum Kaliber d . Mit beispielsweise $h/d = 8$ ergeben die bekannten gasdynamischen Luftkraftgesetze bei sehr hohen Mach'schen Zahlen einen Widerstandsbeiwert von etwa $c_w = 0,014 + 1,43 a^2/v^2$, wobei in dem Reibungsanteil $c_{wr} = 0,004$ Stabilisierungsflächen nicht berücksichtigt sind, da diese wahrscheinlich nur im allerersten Teil der Fallbahn dazu dienen können, die Bombe in geschossartige Rotation um ihre Achse zu versetzen, ehe die Reibungstemperatur ihre dünnen Wände zerstört.

Setzt man 50% des Bombengewichtes aus Sprengstoff voraus, dann erhalten Bomben von 30 (bezw. 5 oder 1) Tonnen Gewicht Längen von 11,20 (bezw. 6,16 oder 3,60) m und Querschnittsbelastungen von 19,5 (bezw. 10,7 oder 6,2) Tonnen/m². Aus diesen drei Bombengrössen würde sich im konkreten Fall jede gewünschte Bombenladung zusammensetzen lassen. Der beträchtliche, erforderliche Laderaum dieser Geschosse wird eine Anpassung der Nutzlast- und Tankräume des Flugzeuges an den jeweiligen Einsatzzweck insofern notwendig machen, als mit grossen Kraftstofflasten immer gleichzeitig nur

kleine Bombenlasten und umgekehrt verbunden sind, d.h. das eingangs beschriebene Flugzeug vorzüglich dem ersteren Fall angepasst ist.

Bei der Abschätzung der Bombenflugbahn kann ganz ähnlich vorgegangen werden wie bei der Untersuchung der Aufstiegs- und Abstiegsbahnen des Flugzeuges selbst. Gegenüber dem Kräftebild des absteigenden Flugzeuges ergeben sich die Änderungen, dass bei der Bombe voraussetzungsgemäss keine aerodynamische Auftriebskraft wirken soll und dass die Bombe nicht mehr durch einen Führer in einer bestimmten Bahnebene gehalten wird, so dass sie den seitlich ablenkenden Einflüssen der Atmosphärendrehung (Windfahnenwirkung) und der Erddrehung (Corioliskraft) wirklich folgt, also eine räumlich jedenfalls gekrümmte Bahn beschreibt. Die Windfahnenwirkung wird, wie schon erörtert, dadurch geweckt, dass die Bombe beim Flug über Orte verschiedener geographischer Breite ständig in Luftschichten verschiedener, mit der Breite veränderlicher Absolutgeschwindigkeit gelangt, daher ständig Seitenwind erhält, der eine horizontale, quengerichtete Luftkraft zur Folge hat, die aber im allgemeinen nicht durch den Geschossschwerpunkt geht, sondern hinter diesem angreift, vor allem solange das Geschoss mit Flossen ausgestattet ist. Diese Kraft war beim Flugzeug zugleich mit der Corioliskraft durch eine passende, gleich grosse Seitensteuerkraft und durch sie geweckte entgegengesetzte aerodynamische Querkraft ausgesteuert gedacht, sodass ihre Wirkung völlig aufgehoben war. Bei der Bombe ist dieses Aussteuern nicht vorgesehen, und sie wird unter der Windfahnenwirkung nicht nur eine seitliche Abtrift erleiden, sondern zugleich infolge des Drehmomentes der Querkraft eine Rotation um eine durch den Schwerpunkt gehende lotrechte Achse ausführen wollen. Die Bombenflugbahn wird daher durch fünf äussere Kräfte bestimmt, von denen vier durch den Schwerpunkt gehen und die fünfte hinter dem Schwerpunkt angreift: Gewicht der Bombe, Widerstand der Luft, Querkraft der Luft, Corioliskraft und d'Alembertsches Trägheitskraftkreuz.

Die Querkraft der Luft steht senkrecht zur Bahntangente

weist in die Blasrichtung des Seitenwindes und ist proportional dem Luftwiderstand und dem Quadrat des Winkels, unter dem der ungestörte Luftstrom die Symmetrieebene des Flugzeuges trifft. Dieser Winkel wird seinerseits durch die Stärke des Seitenwindes bestimmt, also durch die Kursrichtung der Bombe und deren eigene Geschwindigkeit über Grund, ferner durch die Grösse des Seitenwindmomentes um den Bombenschwerpunkt und schliesslich durch die Trägheit, mit der die Bombe sowohl dem Seitenwind selbst als auch dessen Moment nachgibt, also ihre Spitze dem Seitenwind entgegen dreht. Diese Trägheit soll möglichst gross sein, da die Drehneigung solange besteht, wie die Bombe nicht in einer Breitenkreisebene fällt. Eine Vorstellung von der Grössenordnung dieser Wirkung erhält man durch Betrachtung einer z.B. 300 km weit reichenden Fallbahn mit dem Abwurfpunkt über einem Erdpol. Der Seitenwindunterschied zwischen Abwurfpunkt und Einschlagpunkt ist in diesem Fall gleich der absoluten Drehgeschwindigkeit des Einschlagpunktes von etwa 22 m/sec. Daher ist der Seitenwindwinkel der Geschossanblasung bei 3000 m/sec mittlerer Vorwärtsgeschwindigkeit etwa $1/2$ Grad. Bei solchen Anstellwinkeln im Newton'schen Geschwindigkeitsbereich würde die Querkraft von ähnlicher Grösse wie der Widerstand des Geschosses; dieses wird der Ablenkung also trotz hohen Trägheitsmomentes rasch folgen, sodass die Querkraft garnicht erst bis zu solcher Grösse anwachsen kann.

Die übrigen Kräfte, Corioliskraft und d'Alembertsche Trägheitskräfte können nach früheren Festlegungen angeschrieben werden. Dabei ist zu beachten, dass das an der Bombe angreifende Kraftsystem allgemein räumlich liegt, d.h. nicht mehr durch eine einzelne d'Alembertsche Trägheitskraft ins Gleichgewicht gebracht werden kann, sondern nur durch ein räumliches Kreuz von Trägheitskräften.

Wenn man die Bombe schliesslich um ihre Symmetrieachse rotierend annimmt, werden auch noch der Kreiseleffekt, der Magnus-effekt und der Poisson'sche Effekt hervorgerufen, die die Bombenbahn beeinflussen.

Um die Differentialgleichung der Bombenbahn zu gewinnen, müssten wieder die Kraftkomponenten in den Hauptrichtungen der

Windrose und in Richtung des Erdlots ermittelt und die dynamischen Grundgleichungen für jede dieser drei Raumrichtungen angeschrieben werden. Durch ihre Integration würde man schliesslich zu einer genauen Beschreibung der räumlich gekrümmten Fallbahn gelangen. Diese ausserordentliche Verallgemeinerung des bekannten Hauptproblems der Aussenballistik ist nicht direkt lösbar.

Um einen ersten Überblick über die Gestalt der Abwurfbahn, die Wurfweite, Endgeschwindigkeit der Bombe, Falldauer, Einschlagwinkel usw. zu bekommen, kann das bekannte und einfache Verfahren der streckenweisen, graphischen Konstruktion der Fallbahn nach Poncelet und Didion benützt werden. Es gestattet die Berücksichtigung von Erdkrümmung, Lotkonvergenz und Veränderlichkeit der Luftdichte und Erdschwere mit der Höhe, und ist deshalb unter den bekannten ballistischen Verfahren für die Raketenbombe besonders geeignet. Beim tatsächlichen Durchrechnen der Bombenwurfbahn mit Hilfe dieses Verfahrens zeigt sich, dass der Einfluss des Luftwiderstandes auf die Wurfbahnen ausserordentlich klein ist, einerseits wegen der sehr geringen Luftdichte, die den allergrössten Teil der Wurfbahn begleitet, und andererseits wegen des sehr kleinen Luftwiderstandsbeiwertes der schlanken Ogivalkörper. Die Wurfbahnen können deshalb mit grosser Genauigkeit als Keplersche Ellipsen gezeichnet und aus diesen dann Wurfweite und Auftreffwinkel abgeleitet werden. Lediglich die wirklichen Auftreffgeschwindigkeiten der Bombe auf die Erde werden durch den Luftwiderstand um einige Prozente verkleinert.

Die Wurfweite der horizontal abgeworfenen und längs einer Keplerschen Ellipse fallenden Bombe ergibt sich zu
$$W = R \operatorname{Arc} \cos \left\{ \frac{1}{\epsilon} \left[1 - \frac{(R+H)}{R} (1 - \epsilon) \right] \right\},$$
 worin $\epsilon = 1 - v_0^2(R+H)/gR^2$ die numerische Excentrizität der Ellipse bedeutet. Mit diesen Beziehungen ist der Zusammenhang von Abwurfhöhe H , Abwurfgeschwindigkeit v_0 und Wurfweite w in Abbildung 87 dargestellt. Die Wurfdauer lässt sich durch Integration der Bahnlängen oder durch schrittweise Bahnberechnung ermitteln und ergibt sich ziemlich übereinstimmend zu den in Abbildung 88

dargestellten Werten. Bei grossen Abwurfgeschwindigkeiten wirkt die Erddrehung schon merkbar auf die Wurfweite ein. Da der Abwurfpunkt jedoch ausserhalb der Erdoberfläche liegt, kann man ohne weiteres als Abwurfgeschwindigkeit die Absolutgeschwindigkeit der Bombe im Abwurfpunkt einführen und erhält dann aus Abbildung 88 die Absolutlängen der Reichweite, aus der die relative Reichweite auf der Erde in bekannter Weise rückgerechnet werden kann.

Besonders zu prüfen ist noch die Frage, wie warm die Bombe während ihres schnellen Falles durch die unteren Luftschichten wird. Vom Bomber selbst, der seine hohen Geschwindigkeiten in dünner Luft, also mit mässigen Staudrücken abfliegt, wird angenommen, dass durch eine stark strahlende Aussenhaut bei ausreichend niedriger Wandtemperaturen Gleichgewicht zwischen Wärme-
eingang und Abstrahlung zu erreichen ist, bzw. durch die Wärme-
kapazität der Aussenhaut kritische Wärmebeanspruchungenⁱⁿ den
Flugbahntälern überbrückt werden. Während des Bombenfalles durch
dichte Luftschichten wird der Wärmeübergang an die Einheit der
Bombenoberfläche sehr zunehmen, dafür dauert aber der Bombenfall
bedeutend kürzere Zeiten, und man wird mit der Wärmekapazität des
Bombenmantels rechnen dürfen. Die Stau- und näherungsweise auch
Reibungstemperatur lässt sich aus der gasdynamischen Energie-
gleichung abschätzen zu $\Delta T = v^2/2600$, wenn man bei den sehr hohen
Grenzschichttemperaturen die Schwingungsfreiheitsgrade der Luft-
moleküle als voll erregt ansieht, aber noch keine Dissoziation
der Grenzschicht annimmt. Die Gesetze des Wärmeüberganges aus den
so erwärmten Grenzschichtbereichen an die feste Wand sind unbe-
kannt, doch kann man eine rohe Energiebilanz in der Form aufstel-
len, dass man aus dem geschätzten Beiwert laminarer Grenzschicht-
reibung $c_f = 0,0003$ die sekundliche Reibungsarbeit an der Oberflä-
cheneinheit zu $\tau v = c_f \cdot q \cdot v = 0,5 \cdot c_f \rho v^3$, also mit $v = 6000$ m/sec
in Bodennähe zu $5,4$ PS/cm² ermittelt. Nimmt man an, dass ein Drit-
tel dieser Wärme an die feste Wand übergeht, so erreicht man die
Verhältnisse des auf Seite 8 erwähnten Düsenhalses einer Pulver-
rakete, d.h. ein Eisenmantel von nur 2 cm Stärke würde unter der
Einwirkung dieses Wärmeflusses erst nach 10 Sekunden zu schmelzen

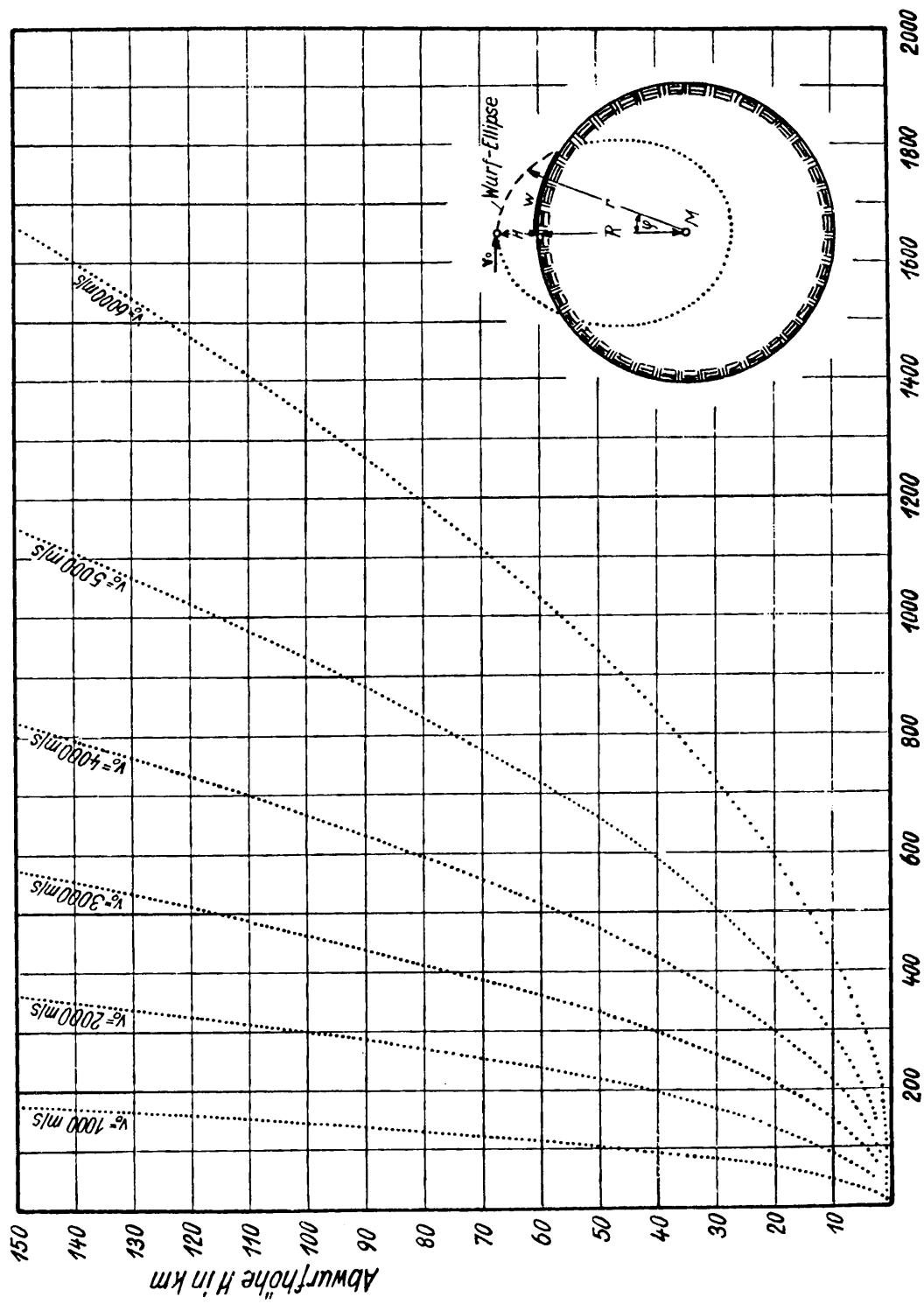


Abb. 87; Wurfweite der Flächenbombe nach der 2. Näherungsrechnung (Bahn als Keppler'sche Ellipse, mit Berücksichtigung von Erdkrümmung, Lotkonvergenz, Gravitationsabnahme und näherungsweise auch des Luftwiderstandes.)

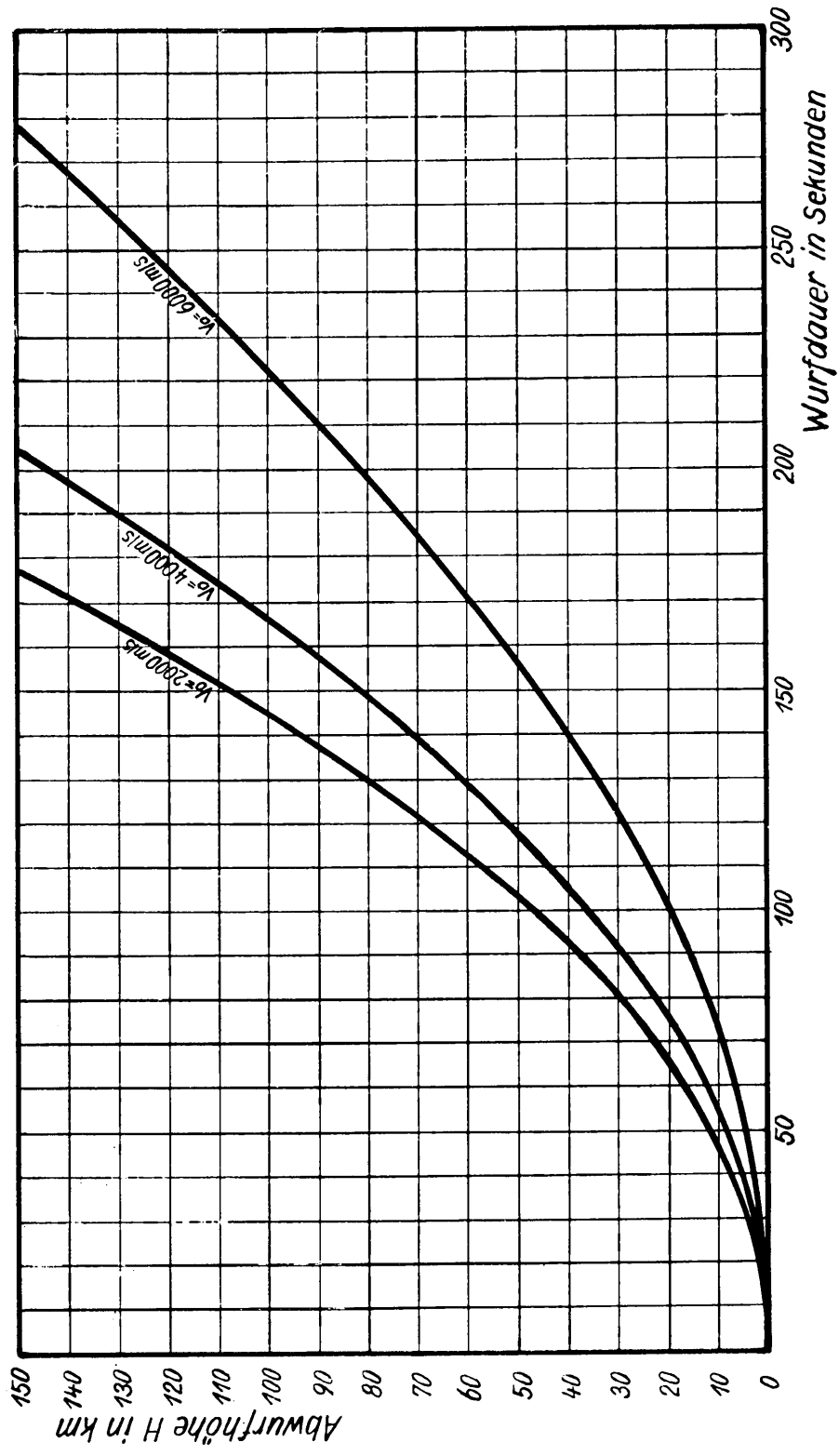


Abb. 88; Abhängigkeit der Wurfdauer von der Abwurfhöhe und Abwurfgeschwindigkeit.

beginnen, Nach einigen neueren Messungen über den Wärmeübergang bei hohen Mach'schen Zahlen scheint er langsamer als die Reibungsleistung, nämlich nur mit etwa $\varrho^{0,5} \cdot v^{2,5}$ zu wachsen, was ebenfalls dahindeutet, dass die Bombe auch ohne Anwendung stark strahlender, feuerfester Schutzschichten am Aussenmantel durch die kritischen untersten Luftbereiche kommen wird.

Schliesslich sind noch einige allgemeine Überlegungen notwendig über die beim Bombenwurf aus grosser Flughöhe und hoher Fluggeschwindigkeit möglich erscheinende Treffgenauigkeit. Im Schiesswesen rechnet man mit einem Durchmesser des wahrscheinlichen (50%-igen) Streukreises von über 1% der Schussweite. Als Schussweite beim Raketenbomber wird man in diesem Sinn am ehesten die Fallbahnlänge der Bombe betrachten. Mit einem mittleren Wert derselben von 600 km wäre die wahrscheinliche Streuung z.B. 6 km, wenn man aus dem Bomber mit derselben Genauigkeit werfen, wie aus einem Geschütz schiessen könnte. Der tatsächliche Wurffehler wird sich zusammensetzen aus Abkommenfehlern, bedingt durch Lagen-, Geschwindigkeits- und Richtungsfehler im Abwurfpunkt und aus Abweichungen während der Fallbahn, die hauptsächlich durch Unsymmetrien in der Bombenform und durch zeitliche Schwankungen der Luftdichte und Luftströmung entstehen. Die Navigation des Raketenbombers bis zum Abwurfpunkt zerfällt in einen dreimaligen Richtvorgang. Die erste Phase besteht darin, dass die Katapultanlage möglichst schon in Richtung des Zieles liegt, wobei aber wegen ihrer festen Lage Abweichungen bis zu 90^0 vorkommen. Die Verbesserung dieses Fehlers geschieht in der zweiten Richtphase sofort nach dem Start, während des antriebslosen Ziehens oder in der allerersten Antriebsperiode, wobei mittels Kompass die Richtung auf das Ziel bis auf wenige Bogenminuten eingestellt werden kann. Während des Gleitens muss das Flugzeug sehr genau gesteuert werden, da systematische Einflüsse, Erd- und Atmosphärenrotation und zufällige Wirkungen, wie kleine Unsymmetrien, Steuerfehler, Schwankungen der Luftdichte und Luftbewegung ständig bemüht sind, das Flugzeug aus seiner Bahn zu bringen. Während dieses Gleitens oberhalb der Troposphäre vollzieht sich die dritte Richtphase, von deren Genauigkeit die Treffer-

lage der Bombe schliesslich abhängt. Man kann dabei an ein astronomisches Richtverfahren denken, das frei von Wetter- und Feindeinflüssen bleibt und das in der sehr störungsfreien stationären Gleitbahn vor dem Wurf Ortsbestimmungen mit wenigen Bogensekunden Genauigkeit erlaubt, entsprechend Ortsfehlern von wenig über 100 m. Zur Bestimmung des scheinbaren Horizontes wird man bei den hervorragenden Sichtverhältnissen das Anvisieren von drei Punkten des natürlichen Horizontes benützen dürfen, wobei aus der Kimmtiefe auch auf die Flughöhe geschlossen werden kann. Wenn der scheinbare Horizont festliegt, lässt sich die Einhaltung der vorgeschriebenen raumfesten Flugbahn dadurch sichern, dass man in der zum Horizont senkrechten Ebene durch den Zielpunkt einen oder einige Sterne sucht, deren scheinbare Wanderung der Flugzeugführer mit einem Richttheodoliten verfolgen kann. Daran, dass der Richtstern, auch bei dynamischer Flugbahn, in der Bahnebene, also dem senkrechten Fadenkreuz-Faden, bleibt, erkennt der Pilot, dass er sich in der vorgeschriebenen Bahnebene befindet. Bei stationärer Flugbahn kann er aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Sternes auf dem senkrechten Faden die absolute Fluggeschwindigkeit ablesen, und aus der Höhe des Sternes den Flugzeugort, und damit den vorberechneten Ort des Bombenwurfes. Ob das Ziel im Augenblick des Bombenwurfes sichtbar ist, bleibt dabei belanglos. Die Bestimmung des Wurfpunktes ist mit dem kleinen Fehler der Winkelmessung behaftet, der einige hundert Meter ausmacht. In Abbildung 89 sind die geometrischen Verhältnisse dieser dritten Richtphase bildlich dargestellt. Bedeutender wird der während der Bombenfallbahn entstehende Fehler sein. Wenn von den die Geschossstreuung bewirkenden Hauptfaktoren: Unterschiede in der Treibladung, Rohrschwingungen, Witterungseinfluss-Schwankungen, Geschossunterschiede und Richtfehler hier nurmehr die beiden letzten in Frage kommen, und man jeder der Ursachen gleiches Gewicht zubilligt, so müsste die Streuung auf etwa $\frac{2}{5}$ von 1%, also auf etwa 0,6% zurückgehen, was bei einer Wurfweite von 600 km einen wahrscheinlichen Streukreisdurchmesser von 3,6 km ergibt. Dazu tritt der Navigationsfehler des Flugzeuges selbst, sodass man eine wahrscheinliche Abweichung des einzelnen Wurfes vom Zielpunkt von $w_r = 2$ km erhält, mit welchem Wert weiterhin näherungs-

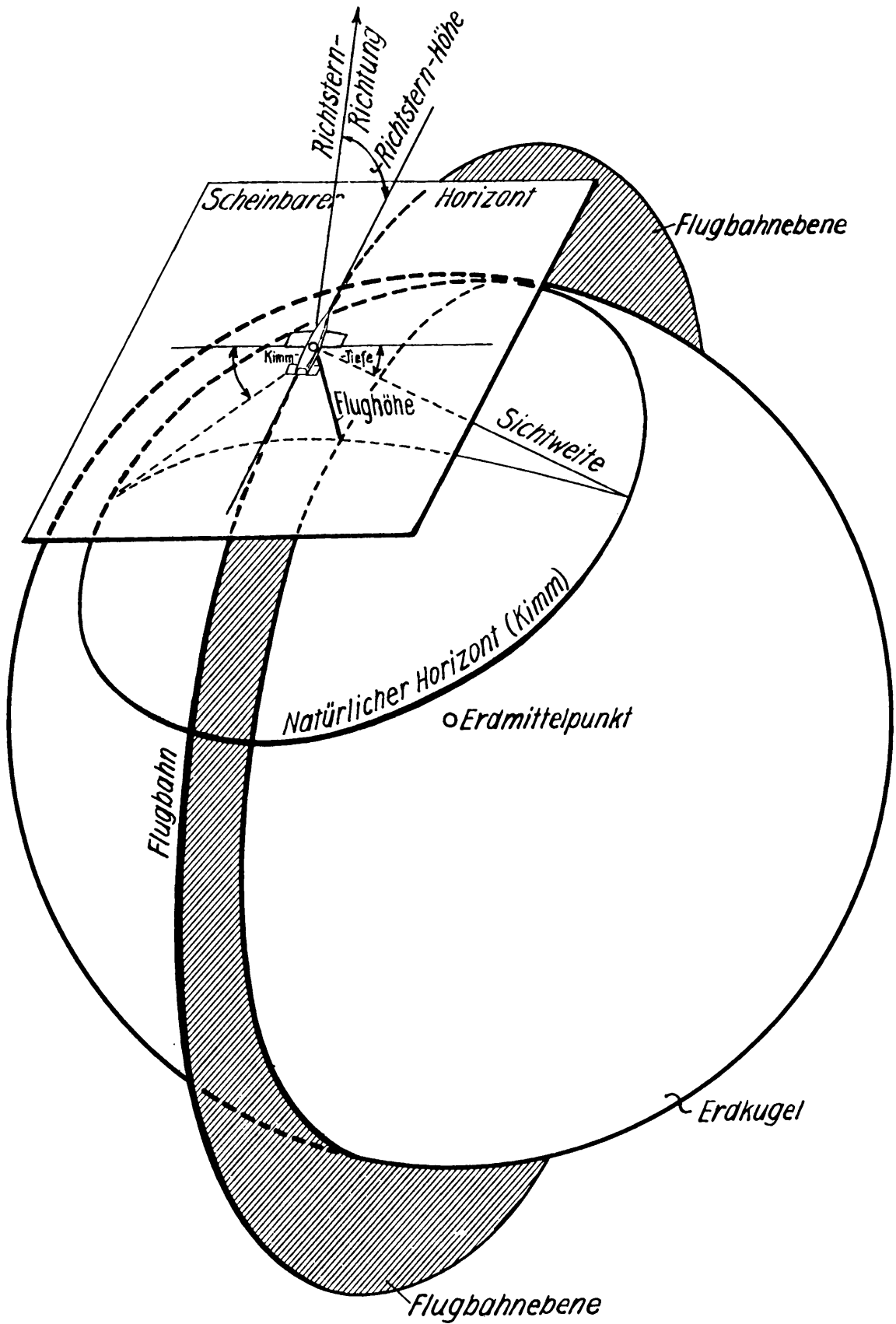


Abb. 89; Die dritte Richtphase vor dem Bombenwurf.

weise gerechnet wird.

3. Auftreffballistik.

Die Auftreffvorgänge von Punktwurf und Flächenwurf des Raketenbombers unterscheiden sich durch die sehr verschiedenen Auftreffgeschwindigkeiten und die verschiedenen Auftreffwinkel grundsätzlich. Die Vorgänge beim Punktwurf ähneln denen üblicher Fliegerbomben oder schwerer Mörsergranaten, sodass sich aus ihnen alle nötigen Schlüsse ziehen lassen, z.B. dass beim Sturzangriff des Raketenbombers mit 30-, bzw. 5- oder 1-Tonnen-Bomben bei einer Endsturzgeschwindigkeit von 500 bzw. 300 oder 260 m/sec die Durchschlagskraft des Geschosses durch Erddeckungen 100 bzw. 30 oder 12 m und durch Eisenbeton etwa 10% dieser Werte beträgt, und dass die entsprechende Durchschlagskraft durch Panzerplatten rund 200 cm (d.i. 1,43 Kaliber) bzw. 60 cm (d.i. 0,86 Kaliber) oder 25 cm (d.i. 0,55 Kaliber) ausmacht, also die Stärke aller bekannten Schiffspanzer übertrifft.

Bei den um eine Zehnerpotenz höheren Auftreffgeschwindigkeiten der Flächenbombe treten ganz neue Verhältnisse auf. Die Auftreffwucht ist mehrfach grösser als der Energieinhalt des in der Bombe mitgeführten Sprengstoffes. Die Festigkeitsverhältnisse der Bombe selbst werden wohl ein Durchschlagen von Bauwerken, wegen des geringen Auftreffwinkels in einer Stadt sogar von zahlreichen Bauwerken gestatten, dagegen erlauben sie kein Eindringen in die Erde. Ihre Wirkung wird daher vorzüglich die von Minen sein. Die Fernwirkung der Explosion bestimmter Mengen G [kg] hochwertiger Sprengstoffe lässt sich unter der Erfahrungsannahme, dass die zerstörte Fläche proportional der Sprengladung ist, mittels der Beziehung schätzen $r = \sqrt{kG}$; worin r der Zerstörungsradius in m ist und k ein Faktor, der den Zerstörungsgrad angibt und der für Luftdrücke von etwa 20000 kg/m^2 , die schwerste Bauschäden verursachen und alle nicht besonders verstärkten Gebäude einstürzen, $k = 3$ beträgt; für Drücke von 5000 kg/m^2 etwa $k = 12$, wobei leichte Bauschäden auftreten, Mauern umgeworfen und Giebel zerstört werden, während man mit $k = 25$ etwa die Sicherheitsabstände von Sprengstofflagern von eigenen Gebäuden erreicht

und mit $k = 200$ jenen Kreis beschreibt, auf dem noch Fensterscheiben und z.T. Fensterrahmen zerbrochen werden.

Diese Wirkungen sind vom Auftreffpunkt einer sehr dünnwandigen Bombe nach allen Richtungen hin gleichmässig verteilt und die Folge des Auftreffens der durch ruhende Luft mit Überschallgeschwindigkeit fortgepflanzten Stosswelle auf feste Körper. Die Entstehung derartiger Stosswellen in der Luft ist vor stumpfen, mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Geschossen gut bekannt. Beim Explosionsstoss handelt es sich um dieselbe Erscheinung, nur dass hier als stossanregende Körper zum geringeren Teil die von der Sprengstoffummantelung ausgehenden Bombsplitter in Frage kommen, als vielmehr die Verbrennungsgase des Sprengstoffes selbst, die bei der adiabatischen Expansion von den Detonations-Drücken und -Temperaturen auf den Normaldruck in ihrer Gesamtheit Radialgeschwindigkeiten von $\sqrt{2gE/A} \doteq 3400 \text{ m/sec}$ erreichen, wenn $E = 1400 \text{ kcal/kg}$ beträgt, während einzelne Gas-teile sogar noch höhere Geschwindigkeiten auf Kosten anderer Teile erlangen können. Verteilt sich die Sprengenergie auch auf die Masse des Bombenmantels von z.B. 50% der Gesamtmasse, dann sinkt die Geschwindigkeit des radialen Explosionsstosses auf 2400 m/sec , also eine Zahl, die sich mit tatsächlich gemessenen Splittergeschwindigkeiten gut deckt. Mit dieser Geschwindigkeit stösst die explodierende Bombenmasse gegen die ruhende Umgebungsluft und facht in ihr die verheerende und weitreichende Explosionswelle an.

Aus dieser Mechanik des Explosionsvorganges lässt sich nun auch ein gewisses Bild über den Einfluss der hohen Auftreffgeschwindigkeit einer Flächenbombe auf die Explosionswirkung derselben gewinnen. Wir wollen der folgenden Überlegung den Extremfall einer Aufschlagsgeschwindigkeit von 8000 m/sec zu Grunde legen, der sich beispielsweise ergibt, wenn das Flugzeug mit 8000 m/sec zur Erdumrundung abflog und nach kurzer Angriffsweite schon wirft. Nach der Detonation der Flächenbombe an oder über der Erdoberfläche haben die Massen des entstehenden Feuerballes nicht nur ihre radiale Geschwindigkeit von etwa 2400 m/sec , sondern ausserdem die mitgebrachte Vorwärtsgeschwindigkeit

von 8000 m/sec. Beide Geschwindigkeiten überlagern sich in der in Abbildung 90 dargestellten Art zu einem System von Relativgeschwindigkeiten gegenüber der ruhenden Umgebungsluft. An seiner Vorderfront stösst der Feuerball mit einer Geschwindigkeit von $2400 + 8000 = 10400$ m/sec gegen die Luft und wird dort eine Stosswelle erregen, als ob er aus einem Sprengstoff von $(10400/2400)^2 = 18,7$ -fach höherem Energiegehalt als dem wirklich verwendeten gekommen wäre. Die Intensität des Explosionsstosses wird dort daher mehr als achtzehnfach grösser sein gegenüber dem der ruhend explodierenden Bombe. Nach den seitlichen Richtungen fällt diese Intensität stark ab, um nach rückwärts völlig zu verschwinden.

Nachdem die Zerstörungsflächen einer Sprengladung proportional dem Sprengstoffgewicht, oder genauer genommen, der für den Explosionsstoss verfügbaren Energie sind, muss auch die Zerstörungsfläche der im Flächenwurf gelandeten Bombe im Verhältnis der Summe aus Auftreffwucht plus Sprengenergie zur letzteren allein, also im Verhältnis $(2400^2 + 8000^2)/2400^2 = 12,1$ grösser werden. Zugleich verliert die Zerstörungsfläche ihre Kreisform, um die Gestalt eines länglichen, in der Wurfrichtung liegenden Tropfens anzunehmen, dessen Umriss man aus den Quadraten der resultierenden Geschwindigkeitsvektoren von Aufschlags- und Explosionsstoss-Geschwindigkeit ermitteln kann. Die Verhältnisse der Zerstörungsflächen ein und derselben Bombe beim Punktwurf und beim Flächenwurf mit 8000 m/sec Aufschlagsgeschwindigkeit sind in Abbildung 90 ebenfalls angedeutet. Die Zerstörungswirkung der im Flächenwurf gelandeten Bombe ist also vielfach grösser als die einer gleich grossen, normal geworfenen Bombe und fächerförmig nach vorn und schräg nach vorne in der Wurfrichtung zusammengefasst. Damit hängt die Bombenwirkung also nicht mehr allein vom Energiegehalt des mitgeführten Sprengstoffes ab, sondern es kommt auch die der Bombe mitgegebene kinetische Energie voll zur Auswirkung. Ähnlich wie die dargestellte Intensität des Explosionsstosses steigert und verteilt sich natürlich auch die Splitterwirkung des geborstenen Bombenmantels. Man zieht daraus die für den Raketenbomber

sehr wichtige Lehre, dass das gewünschte Zerstörungsmass einer gegebenen Fläche im Flächenwurf durch die zusätzliche Auftrefftucht mit bedeutend kleineren Bombenladungen erreicht werden kann als im Punktwurf.

VI. Angriffsarten.

1. Grundsätzliche Angriffsarten.

Die Art des Angriffsverfahrens, das der Raketenbomber im konkreten Fall anzuwenden hat, richtet sich nach der Art des Zieles und nach dessen Entfernung vom Heimathorst.

Die ausserordentliche Mannigfaltigkeit der Ziele wird im Abschnitt VI9 besprochen. Dort wird auf die grundsätzliche Unterscheidung in Punktziele und Flächenziele näher eingegangen, nach denen sich auch die Angriffsarten unterteilen lassen in Punktangriffs- und Flächenangriffsverfahren.

Die einzelnen Arten des Punktangriffes ergeben sich zwangsläufig aus der Forderung, dass der Bomber über dem Ziel so langsam wie möglich fliegen soll, dass er dort also keinen grösseren Vorrat an Wucht mehr haben darf. Wenn er trotzdem ohne Zwischenlandung wieder an den Ausgangshorst zurückkehren soll, ist er nach Abwurf seiner Bomben über dem Ziel nochmals mit Hilfe seines eigenen Raketenmotors solange anzutreiben, bis er wieder die notwendige Geschwindigkeit erlangt hat, um mit der zugehörigen Wucht den Heimweg bestreiten zu können. Man kommt damit zu dem Punktangriffsverfahren mit Doppelantrieb und Kehrtwendung, das im wesentlichen darin besteht, dass der Bomber nach dem Abschleudern im Heimathorst solange beschleunigt wird, bis die erlangte Wucht ausreicht, um ihn eben über das Ziel zu bringen. Dort wirft und wendet er mit kleinstmöglicher Flugeschwindigkeit, setzt dann seinen Motor mit Hilfe eines an Bord behaltenen Kraftstoffrestes nochmals in Betrieb, um sich die für den Heimweg erforderliche Wucht zu holen und schliesslich im Heimathorst wieder zu landen. Für diesen zweimaligen Antrieb sind sehr grosse Kraftstoffmengen notwendig, sodass sich dieses Verfahren nur für beschränkte Angriffsweiten bis etwa 6000 km

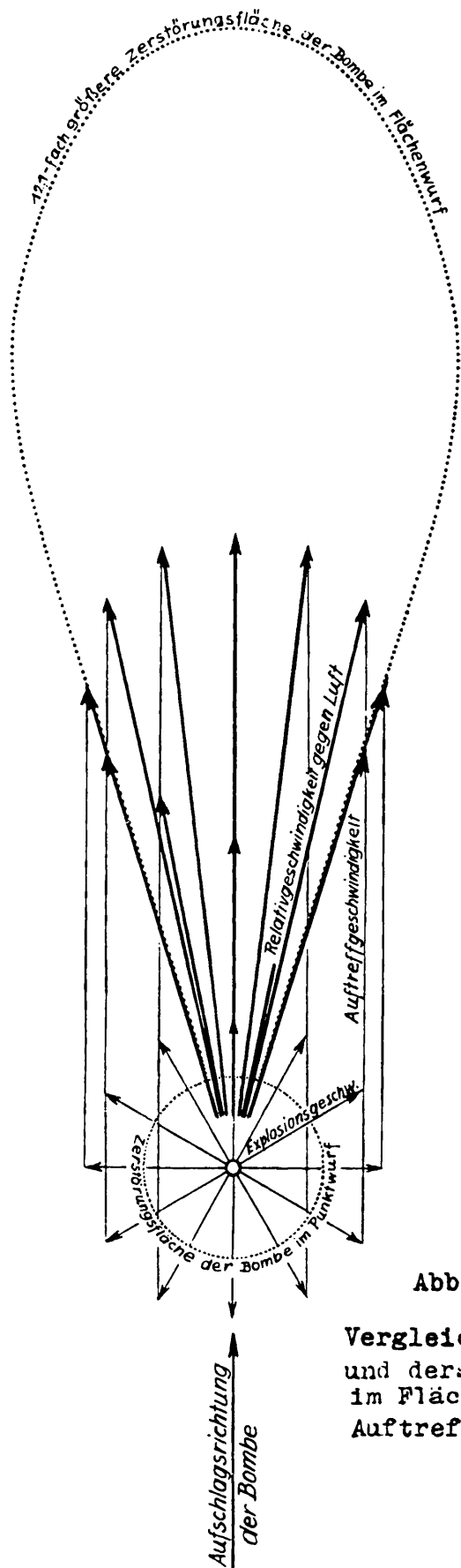


Abb. 90;

Vergleich der Zerstörungsflächen ein
und derselben Bombe im Punktwurf und
im Flächenwurf mit 8000 m/sec
Auftreffgeschwindigkeit

und beschränkte Bombenladungen anwenden lässt. Punktangriffe über grössere Angriffsweiten, bezw. mit grösseren Bombenzuladungen als nach dem ersten Verfahren sind ausführbar, wenn der Bomber in nicht zu grosser Entfernung vom Ziel landen und neue Kraftstoffe aufnehmen kann.

Bei dem Punktangriffsverfahren mit Doppelantrieb, Teilwendung und Stützpunkt wird der Bomber nach dem Abschleudern im Heimathorst wieder solange beschleunigt, bis die erlangte Wucht ihn eben bis ans Ziel trägt. Dort wirft er und wendet unter dem erforderlichen Winkel bei kleinstmöglicher Flugeschwindigkeit, setzt seinen Motor mit Hilfe eines kleinen, an Bord behaltenen Kraftstoffrestes nochmals in Betrieb, um sich jene geringfügige Wucht zu holen, die ihn bis an den nicht weit vom Ziel entfernten Stützpunkt trägt, und landet dann dort, um neue Kraftstoffe an Bord zu nehmen. Mit diesen startet er normal auf einer Startbahn und kehrt in den Heimathorst zurück, wobei noch die Möglichkeit besteht, dass auch auf dem Rückweg Bombenangriffe durchgeführt werden.

Wenn ein Punktangriff über sehr grosse Entfernungen oder mit sehr grossen Bombenladungen durchgeführt werden soll, und in relativer Nähe des Zieles keinerlei Möglichkeit zur Landung in einem Stützpunkt besteht, dann bietet die heute absehbare Raketentechnik kein Mittel, den Bomber wieder wohlbehalten an den Heimathafen zurückzubringen. Erscheint der Angriff auf das Ziel jedoch wertvoller als der Bomber selbst, der ja einen verhältnismässig geringen Sachwert darstellt, so besteht noch die Möglichkeit, den Bomber nach dem Angriff preiszugeben. Dieses Verfahren des Punktangriffes mit Einfachantrieb und Preisgabe des Bombers ist grundsätzlich für alle Punkte der Erdoberfläche anwendbar. Es wird begreiflicherweise nur für Angriffe und Ziele von ganz besonderer Bedeutung anzuwenden sein, also etwa zur überraschenden Zerstörung eines Regierungsgebäudes samt der darin zusammengetretenen Regierung, zur Tötung eines einzelnen, ganz besonders wichtigen feindlichen Mannes, zur Versenkung grosser feindlicher Transport- oder Schlachtschiffe, Sperre sehr wichtiger

Verkehrswege, etwa von Kanälen oder Meerengen und für ähnliche, besonders gelagerte Fälle, und zwar weniger wegen des Verlustes des Bombers als der weit wertvolleren Besatzung.

Bei den Flächenangriffsverfahren entfällt der Zwang, über dem Ziel ganz langsam fliegen zu müssen, sodass diese in ihrer Durchführung wesentlich freizügiger gestaltet werden können. Das naheliegendste Flächenangriffsverfahren mit Einfachantrieb und Kehrtwendung besteht darin, dass der Bomber am Heimathorst abgeschleudert und danach solange angetrieben wird, bis er jene Wucht erlangt hat, die ausreicht, um ihn in die Nähe des Zieles, dann durch eine Wendekurve und schliesslich wieder zurück in den Heimathorst zu bringen. Die Wendekurve verzehrt ausserordentliche Energiebeträge, sodass dieses Angriffsverfahren wieder auf verhältnismässig kleinere Angriffsentfernungen und Bombenladungen beschränkt bleibt.

Der Flächenangriff über grosse Weiten wird wesentlich erleichtert, wenn in nicht zu grosser Entfernung vom Ziel ein Stützpunkt liegt, in dem der Bomber landen und für die Rückkehr neue Kraftstoffe aufnehmen kann. In diesem Fall spielt sich der Flächenangriff so ab, dass der Bomber nach dem Wurf eine Teilwendung um einen kleineren Winkel als 180° ausführt, wozu ein entsprechend geringerer Energieaufwand nötig ist als für die Kehrtwendung, und dann mit dem Rest seiner Wucht nach dem Stützpunkt fliegt. Dieser Flächenangriff mit Einfachantrieb, Teilwendung und Stützpunkt ist für alle irdischen Entfernungen anwendbar, setzt aber voraus, dass in höchstens einigen tausend Kilometern Entfernung vom Ziel ein geeigneter Stützpunkt zur Zwischenladung und vor allem eine Startanlage vorhanden sind. Bei der Vielzahl der auch für Flächenangriffe noch in Frage kommenden Ziele wird sich diese Bedingung nur in Ausnahmefällen erfüllen lassen.

Dabei kann der Wert des Stützpunktes sehr verschieden sein, nicht nur je nach seiner Entfernung zum Ziel, sondern vor allem nach der Grösse des erforderlichen Wendewinkels. Da grosse Wendewinkel viel schlechter als grosse Entfernungen sind, liegt der Gedanke nahe, jenseits von voraussichtlichen Angriffszielen,

z.B. jenseits der beiden aussereuropäischen Ballungsgebiete der Erdbevölkerung, nämlich Nordamerika und Südostasien, Stützpunkte vorzusehen, etwa auf den Marianen-Inseln im Stillen Ozean oder auf den Inseln vor der mexikanischen Küste desselben Meeres, oder sogar einen Einheitsstützpunkt für alle Angriffsziele auf der ganzen Erde im Antipodenpunkt zum Heimathorst, also etwa in Neuseeland oder auf einer der östlich vorgelagerten Inseln zu schaffen. Dieser Antipodenstützpunkt ist immer ohne jede Wendung, im Geradeausflug zu erreichen, welcher Punkt der Erdoberfläche auch angegriffen wird. Seine Entfernung vom Angriffsziel kann natürlich sehr bedeutend sein. Darauf beruht das Verfahren des Flächenangriffs mit Einfachantrieb und Antipodenstützpunkt. Ein derartiger, einziger Stützpunkt hat auch die Vorteile für sich, dass er leicht entsprechend vollkommen ausgerüstet werden kann, um den Flugzeugen auch Bombenangriffe auf ihrem Rückweg in den Heimathorst zu ermöglichen, und dass er in seiner insularen Lage gegen feindliche Zugriffe leicht zu schützen ist, und zwar gegen die gefährlichsten Angriffe durch Flotteneinheiten sogar von den Raketenbomben selbst.

Wenn ein derartiger Antipodenstützpunkt nicht zur Verfügung steht, können Flächenangriffe über sehr grosse Entfernungen schliesslich auch so durchgeführt werden, dass der Bomber nach dem Wurf geradeaus und solange weiterfliegt, bis er nach Umrundung der ganzen Erde wieder am Heimathorst anlangt. Dies ist das Flächenangriffsverfahren mit Einfachantrieb und Erdumrundung.

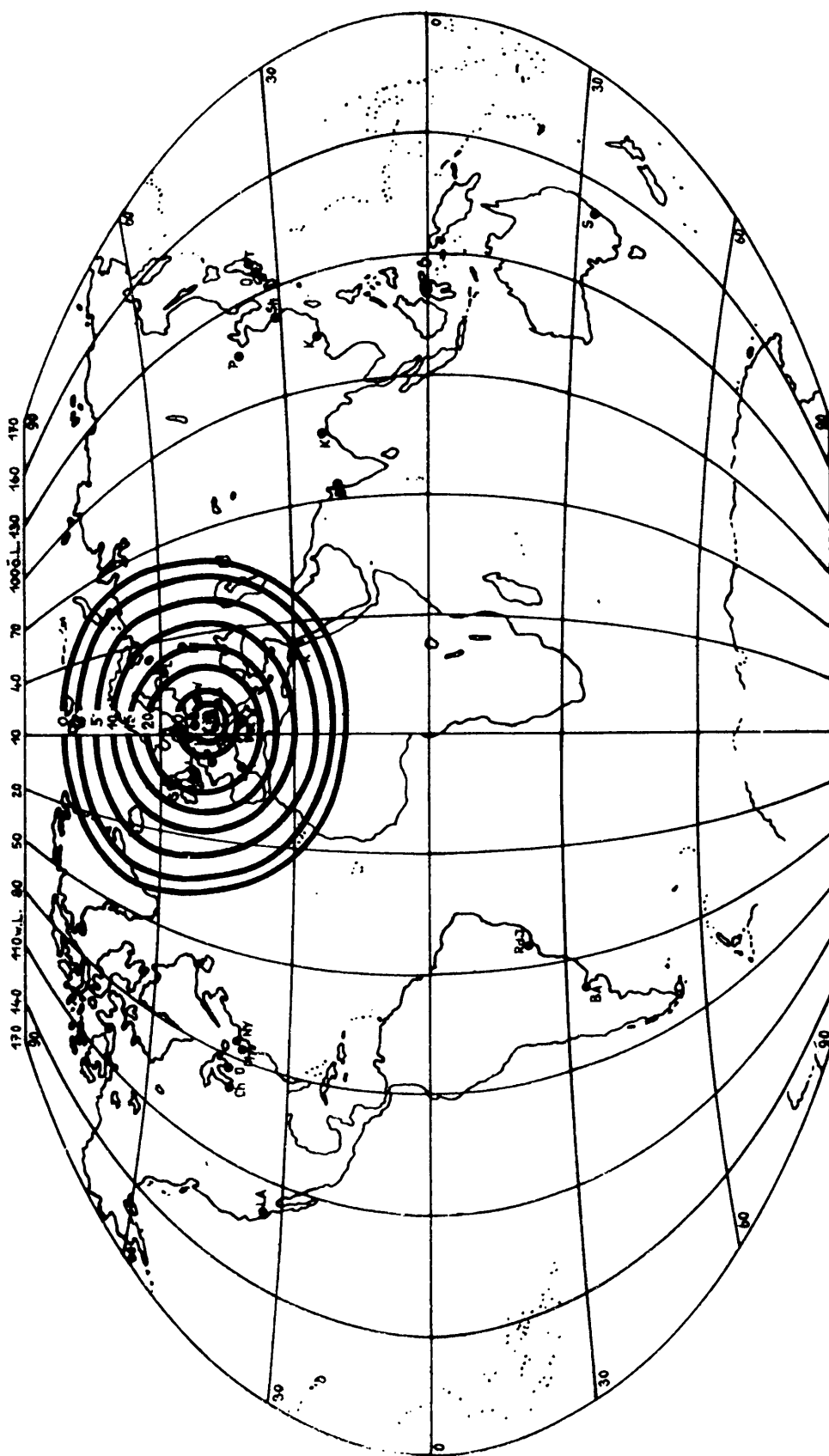
Zusammenfassend ergibt sich, dass alle denkbaren Flächenangriffsverfahren bis zum Augenblick des Bombenabwurfes im Vorgang übereinstimmen, und sich nur in der Art unterscheiden, wie das Flugzeug nach Abwurf seiner Bombenladung wieder an den Ausgangshafen zurückgebracht wird.

2. Punktangriff mit Doppelantrieb und Kehrtwendung.

Bezeichnet man der Reihe nach die Gewichte des Bombers in den einzelnen Phasen dieses Angriffsverfahrens mit G_0 für

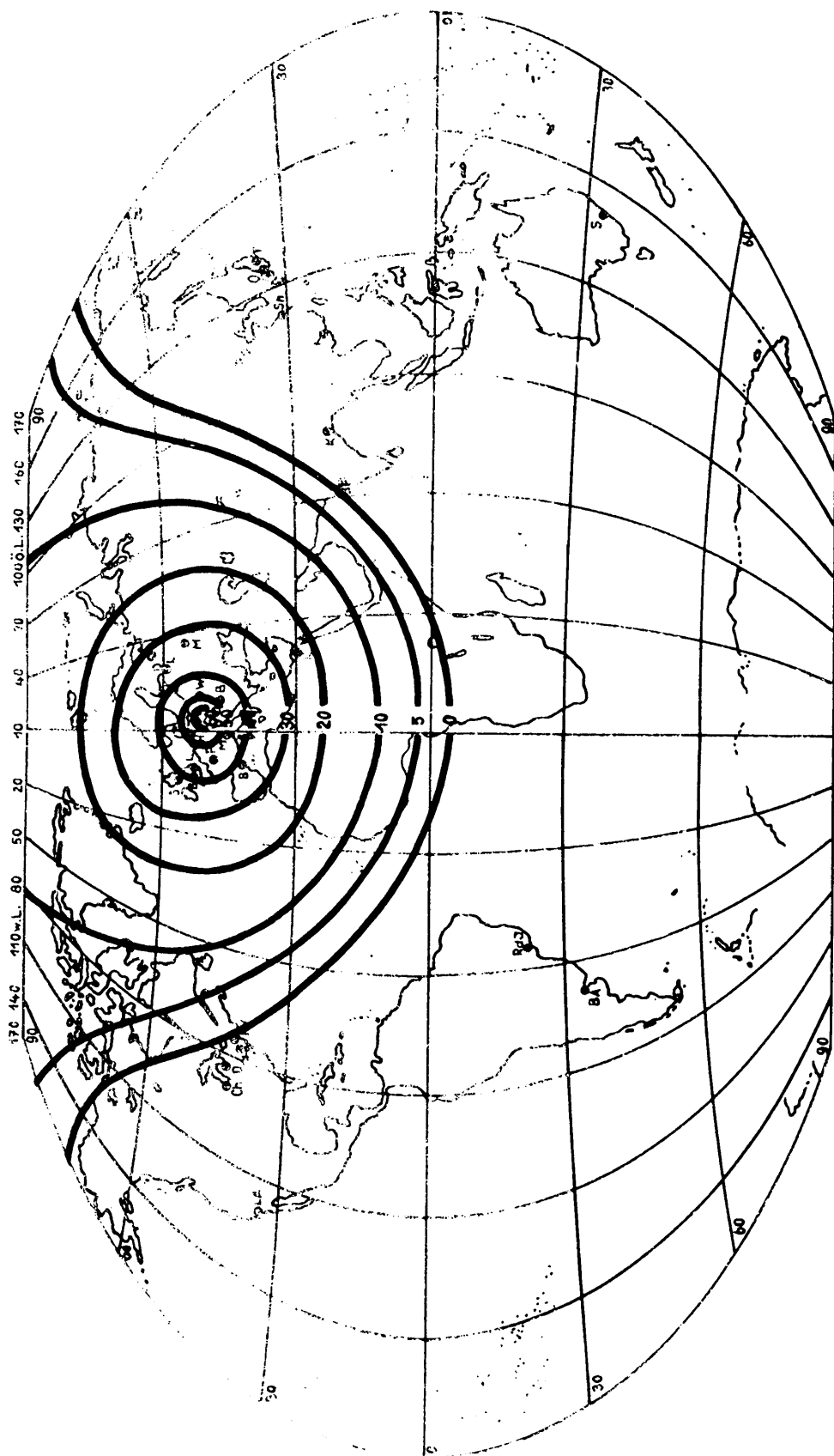
den vollgeladenen Bomber von 100 Tonnen Gewicht, G_1 nach Verbrauch der Hinflugkraftstoffe, G_2 nach Abwurf der Bomben und G_3 das Leergewicht von 10 Tonnen, also nach Verbrauch der Rückflugkraftstoffe, so sind die gleichen Reichweiten des Hinfluges und des Rückfluges bestimmt durch die gleichen Ladeverhältnisse G_1/G_0 und G_3/G_2 nach Abbildung 80, während die Bombenladung $B = G_1 - G_2$ beträgt. Daraus ergibt sich das zu jeder Bombenladung noch mögliche $G_1/G_0 = G_3/G_2 = (\sqrt{B^2/4 + 1000} + B/2)/100$ und weiterhin der schon in Abbildung 82 dargestellte Zusammenhang zwischen Bombenladung und Reichweite, die gleich der Angriffsweite dieses Angriffsverfahrens wird. In den Abbildungen 91, 92 und 93 sind diese Angriffsweiten für die drei Auspuffgeschwindigkeiten $c = 3000, 4000$ und 5000 m/sec und mit näherungsweise Berücksichtigung der Erdrotation auf einem Bild der Erdoberfläche als Linien gleicher, an die betreffende Linie beförderbarer Bombengewichte aufgezeichnet worden. Die Bilder zeigen die Wirksamkeit der Raketenbomber-Waffe auf sehr eindrucksvolle Weise. Trotz des ungünstigen Doppelantriebes ist der Bomber mit mittleren Auspuffgeschwindigkeiten in der Lage, innerhalb eines Kreises von 2000 km Radius, der in Europa alle wesentlichen Machtpositionen zwischen Moskau und Madrid, Nordschweden und Tripolis, Irland und Ankara umfasst, Punktangriffe von äußerster Treffgenauigkeit auf jedes beliebige und beliebig kleine Objekt zu Land und zu Wasser mit einer Bombenladung von 30 Tonnen auszuführen, also einer Ladung, die in 300 m Umkreis alle nicht besonders verstärkten Gebäude zum Einsturz bringt, die Erddeckungen von 100 m Stärke und Stahlpanzer von Meterstärke durchschlägt, und nach dem Angriff ohne Zwischenlandung in den Heimathafen zurückzukehren. Mit geringerer Bombenladung vermag der gleiche Bomber seine Angriffe bis über 6000 km zu tragen, also vom Reich aus bis Mittelafrrika, Vorderindien, Ostsibirien, zum nördlichen Polargebiet, bis an die Ostküste Nordamerikas und über den gesamten Nordatlantik.

Mit $c = 3000$ m/sec schrumpft dieses Einwirkungsgebiet auf Europa und die unmittelbar angrenzenden Zonen ein, um sich mit $c = 5000$ m/sec auf mehr als jene Erdhälfte, deren Mittelpunkt Europa ist, auszuweiten. Das Punktangriffsverfahren



● Millionenstädte
x Heimatthor

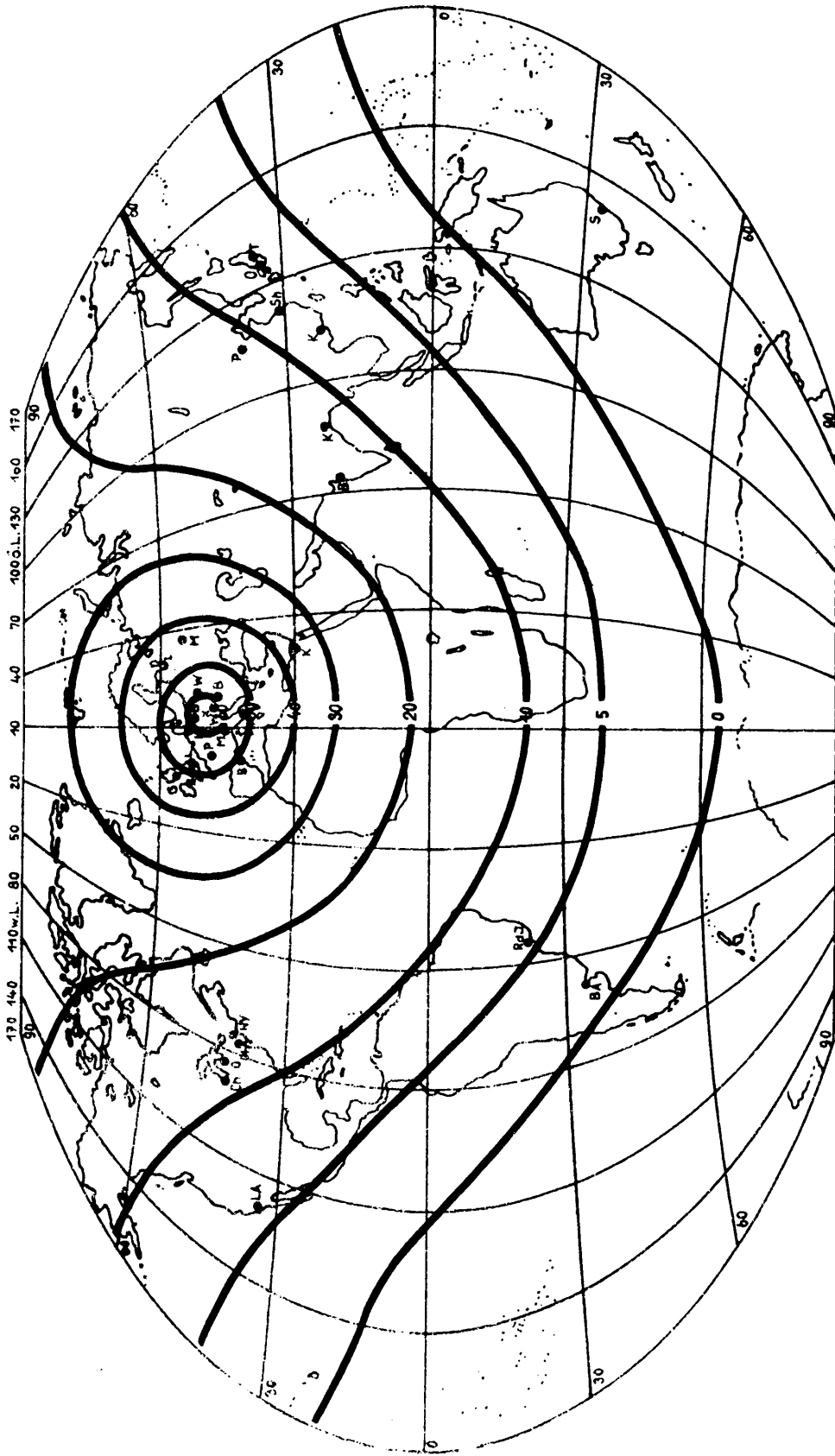
Abb. 91; Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen bzw. % des An-
fangsfluggewichtes beim Punktangriff mit Doppelantrieb und
Kehrtwendung und bei einer Auspuffgeschwindigkeit von $c = 3000$
m/sec



● Millionenstädte

▲ Heimathorst

Abb. 92; Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen bzw. % des An-
 fangsfluggewichtes beim Punktangriff mit Doppelantrieb und
 Kehrtwendung und bei einer Auspuffgeschwindigkeit von
 $c = 4000 \text{ m/sec.}$



● Millionenstädte
 x Heimathörsp.
 Abb. 93: Bomberladung eines Raketenbombers in Tonnen bezw. % des An-
 fangsfluggewichtes beim Punktangriff mit Doppelantrieb und
 Kehrtwendung und bei einer Auspuffgeschwindigkeit von
 $c = 5000 \text{ m/sec.}$

mit Doppelantrieb erscheint daher praktisch ausserordentlich bedeutungsvoll und wird für alle Aktionen innerhalb, und in den Nachbargebieten Europas anzuwenden sein. Dafür spricht auch, dass der Bomber zwar beim Punktangriff mit verhältnismässig geringer Geschwindigkeit und Höhe über dem Ziel in den Abwehrbereich des Gegners gelangt, dass aber der Angriff doch meist so überraschend kommen wird, dass selbst einem Kriegsschiff im Bereitschaftszustand kaum ausreichend Zeit zur Beeinflussung des Bombers, geschweige denn zum Abschlagen des Angriffes bleiben wird.

3. Punktangriff mit Doppelantrieb, Teilwendung und Stützpunkt.

Dieses Punktangriffsverfahren unterscheidet sich von dem des vorigen Abschnittes nur dadurch, dass der Rückflug bis zur Landung kürzer sein kann als der Hinflug vom Heimathafen zum Ziel, weil die Landung ausserhalb des Heimathafens in einem günstig gelegenen Stützpunkt vorgenommen werden soll. Wegen der geringen kinetischen Energie über dem Ziel spielt der Wendewinkel keine Rolle, wichtig ist nur der Weg vom Ziel zum Stützpunkt, der in Bruchteilen k der Angriffsweite a zwischen Startplatz und Ziel angegeben werden soll. Mit den Bezeichnungen des vorigen Abschnittes erhält man jetzt zwei kennzeichnende Gewichtsverhältnisse $G_1/100$ und $10/G_2$ für den Hinflug, bzw. für den Weiterflug zum Stützpunkt. Damit lassen sich zu jeder Angriffsweite a und zu jeder zugehörigen Rückflugweite ka die erforderlichen Gewichtsverhältnisse mit Hilfe der Abbildung 80 und damit die mögliche Bombenladung $B = G_1 - G_2$ angeben. Für $k = 0$ erhält man die Kurven der Abbildung 80, für $k = 1$ jene der Abbildung 82 und für alle anderen k entsprechend dazwischen liegende Werte, wie beispielsweise für $c = 4000$ m/sec in Abbildung 94 dargestellt ist. Den grösstmöglichen Angriffsweiten von rund 5000 km des vorigen Verfahrens stehen hier also unbegrenzte Angriffsweiten bis zu 20000 km gegenüber, wenn in genügender Nähe des Zieles ein Stützpunkt vorhanden ist. In Abbildung 95 sind die Linien gleicher Bombenladung bei Benutzung eines Stützpunktes auf den Marianen-Inseln, d.h. also bei Landung

auf diesem Stützpunkt nach dem Angriff, eingetragen. Da ein Punktangriff mit Doppelantrieb und Benutzung eines Stützpunktes nur gegen jene Teile der Erdoberfläche sinnvoll ist, die dem Stützpunkt näher liegen als dem Heimathorst, ist in Abbildung 95 der Grösstkreis auf der Erdoberfläche eingezeichnet worden, der gleichen Abstand vom Heimathorst und vom Stützpunkt hat. Die Bombenlinien sind auf den jenseits liegenden Bereich der Erdoberfläche beschränkt. Der mögliche Angriffsbereich umfasst in diesem Fall ganz Ostasien und grosse Teile des westlichen pazifischen Ozeans. Bei $c = 3000$ m/sec schrumpfen die Bombenladungs-
linien zu kleinen Kreisen um den Stützpunkt zusammen, bei $c = 5000$ m/sec dehnen sie sich praktisch auf die ganze, Europa gegenüberliegende Erdhälfte aus. Bei Benutzung eines Antipodenstützpunktes ist $a + ak = 20000$ km, und die möglichen Bombenladungen ergeben sich zu den in Abbildung 96 dargestellten Werten. Bombenladungen sind in diesem Fall nur bei den ganz grossen Angriffsweiten, bei $c = 4000$ m/sec über 17800 km möglich, also in dem kleinen Kreis von 2200 km Radius um den Antipodenpunkt. Während ein Antipodenstützpunkt für Flächenangriffe von ziemlicher Bedeutung sein kann, hat er für Punktangriffe nur dann Wert, wenn er selbst durch Raketenbomber vom Heimathorst aus, etwa gegen Flottenangriffe, verteidigt werden soll.

Als Beispiel für einen Punktangriff mit Doppelantrieb und Stützpunkt soll der Angriff auf die Schleusen des Panamakanals mit anschliessender Landung auf einem Stützpunkt an der amerikanischen Westküste kurz erläutert werden. Bei $c = 4000$ m/sec beträgt die Bombenladung 2 Tonnen; die charakteristischen Zahlenwerte des Angriffsfluges sind folgende: Start: Zeitpunkt 0 sec, Fluggewicht 100 Tonnen, Geschwindigkeit 0 m/sec, Flughöhe 0 km, zurückgelegter Weg 0 km;
Abheben von der Startbahn in Richtung Nordwest: Zeitpunkt 11 sec nach Start, Fluggewicht 100 Tonnen, Geschwindigkeit 500 m/sec, Flughöhe 0 km, zurückgelegter Weg 3 km;
Ende des antriebslosen Ziehens; Zeitpunkt 36 sec, Fluggewicht 100 Tonnen, Geschwindigkeit 284 m/sec, Flughöhe 3,7 km, zurückgelegter Weg 12 km;

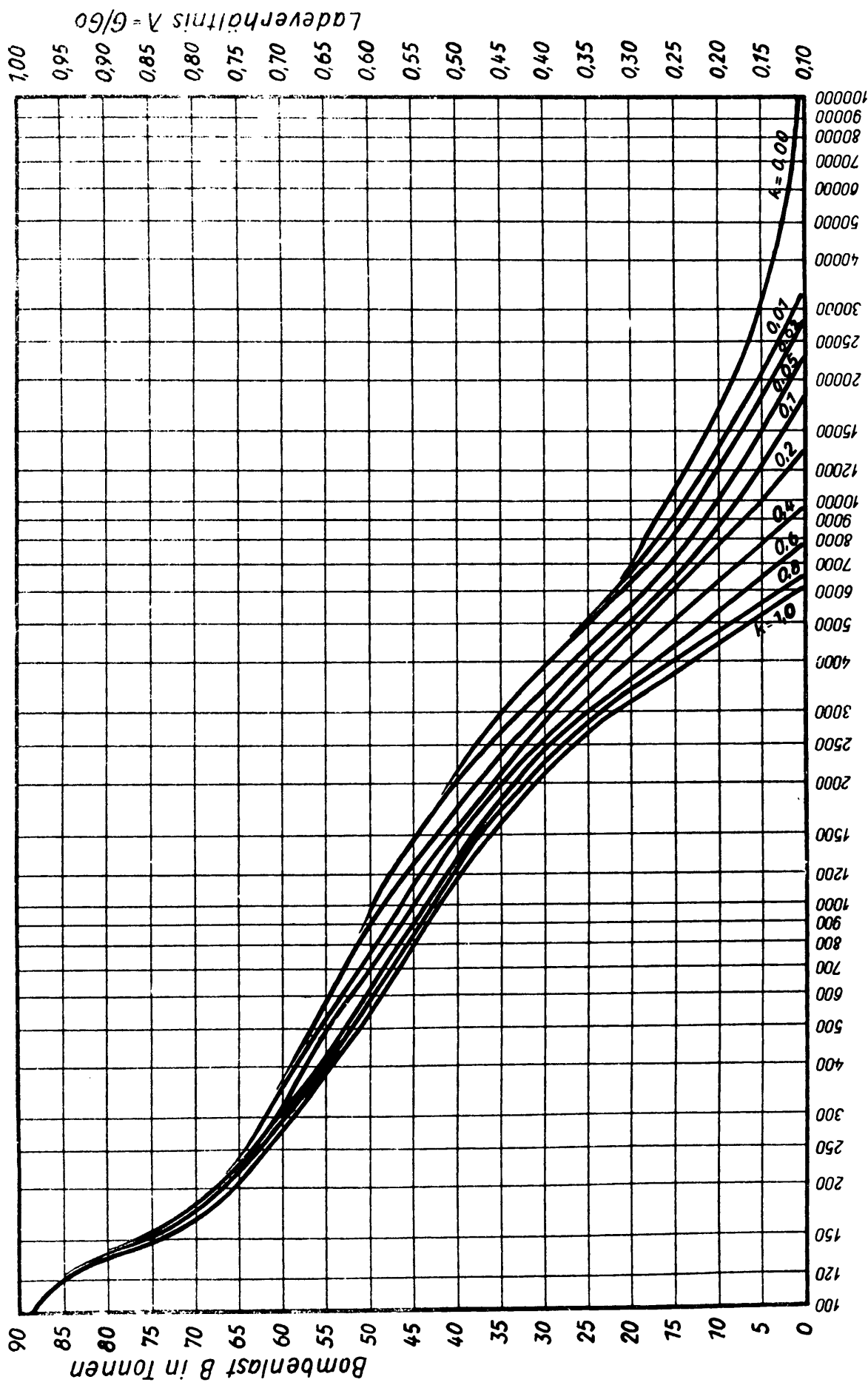


Abb. 94; Zusammenhang zwischen Angriffswerte $k.a$, Rückflugweite $k.a$ und Bom-Angriffswerte in km benutzung B bezw. Ladeverhältnis $\lambda = G/G_0$ im Punktangriff mit Doppelantrieb, Teilwendung und Stützpunkt für $c = 4000$ m/sec.

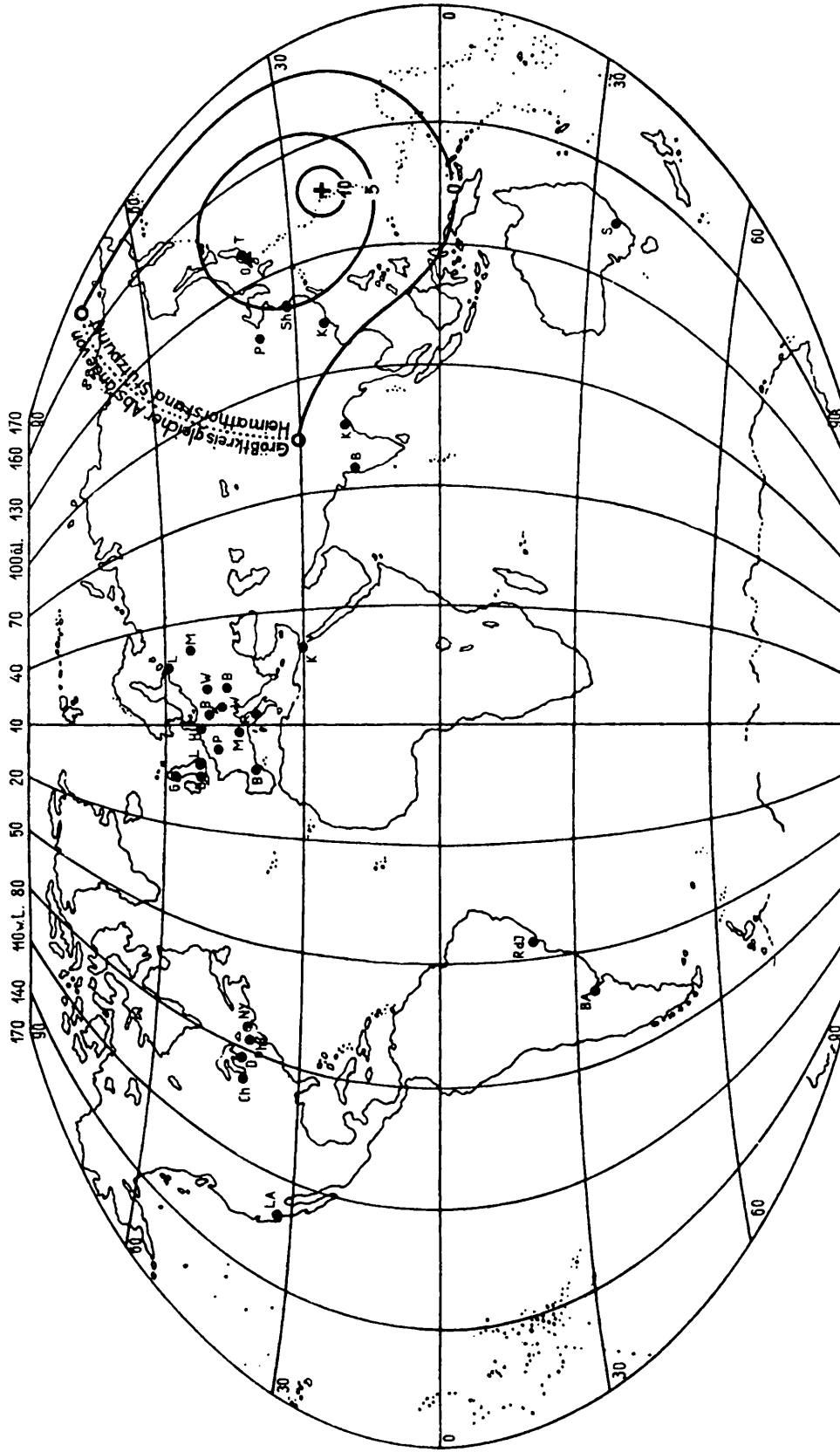


Abb. 95; Bomberladung eines Raketenbombers in Tonnen bzw. % des An-
fangsfluggewichtes beim Punktangriff mit Doppelantrieb, Be-
nutzung eines Stützpunktes auf den Marianen-Inseln und bei
einer Auspuffgeschwindigkeit von $c = 4000$ m/sec.

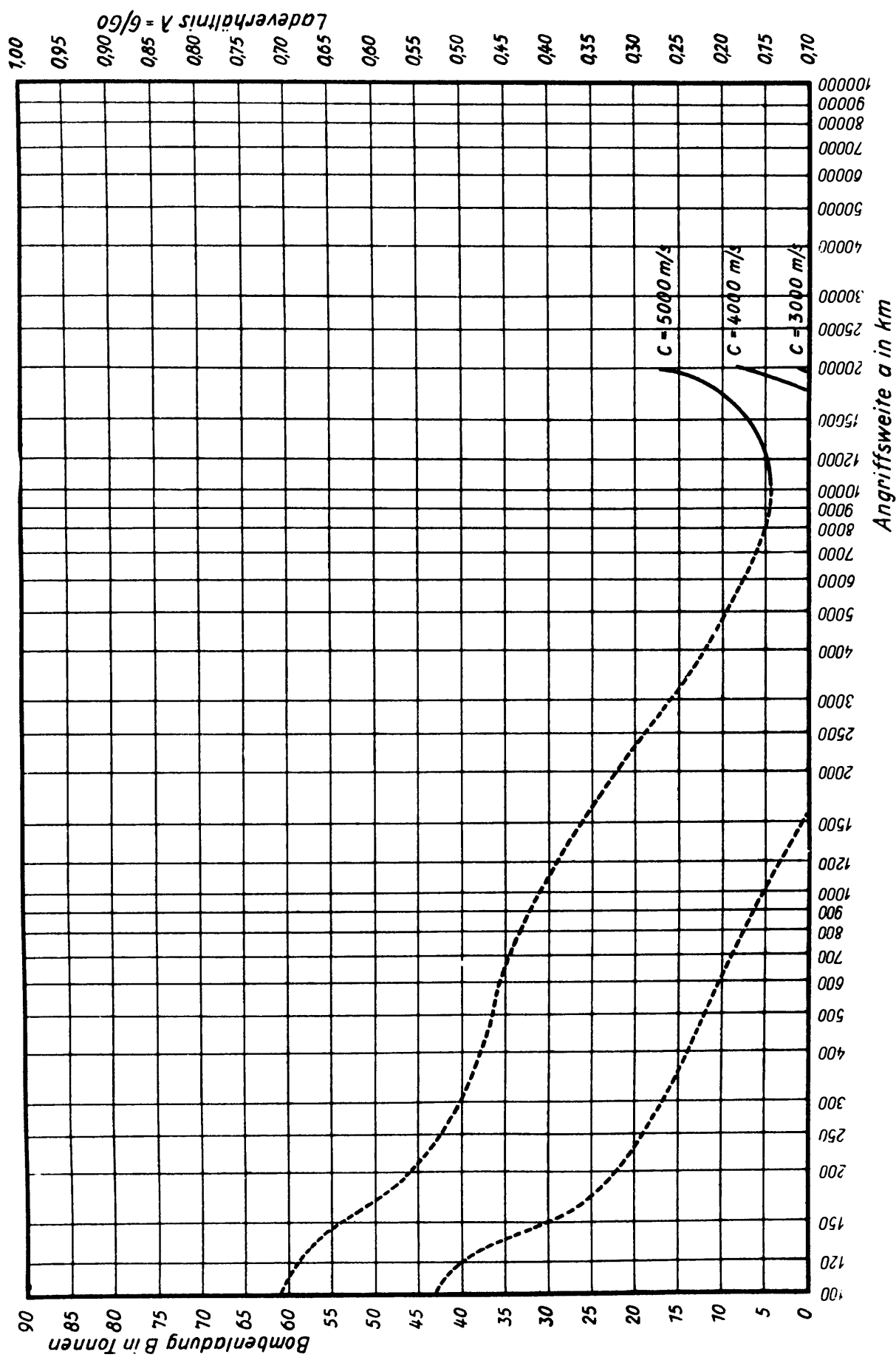


Abb. 96; Zusammenhang zwischen Angriffswerte a und Bombenladung B bzw. Ladeverhältnis λ beim Punktangriff mit Doppelantrieb und Landung im Antipodenstützpunkt für $c = 3000, 4000$ und 5000 m/sec.

Ende der Aufstiegsperiode: Zeitpunkt 332 sec, Fluggewicht 26 Tonnen, Geschwindigkeit 4560 m/sec, Flughöhe 60 km, zurückgelegter Weg 512 km; Ende des Überschallabstieges: Zeitpunkt 3882 sec, Fluggewicht 26 Tonnen, Geschwindigkeit 300 m/sec, Flughöhe 14 km, zurückgelegter Weg 9390 km;

Ende des Unterschallabstieges: der Unterschallabstieg endet mit dem einsetzenden Sturzangriff, die Endflughöhe wird daher durch den nachfolgenden Sturzflug bestimmt. Da zum Angriff auf die Kanalschleusenköpfe möglichste Treffgenauigkeit wichtiger als hohe Aufschlagsgeschwindigkeit der Bombe ist, soll das Ende des Unterschallabstieges auf 2 km Flughöhe festgelegt sein. Daraus ergeben sich die weiteren Zahlengrößen, Zeitpunkt 4162 sec, Fluggewicht 26 Tonnen, Geschwindigkeit 142 m/sec, zurückgelegter Weg 9450 km;

Ende des Sturzangriffes: der Sturzangriff führt aus 2 km Flughöhe auf etwa 0,5 km Höhe, die Sturzflug-Endgeschwindigkeit beträgt etwa 200 m/sec, damit wird die Bombe gelöst und das Flugzeug unter geringem Geschwindigkeitsverlust abgefangen, wobei es sich der Erdoberfläche bis auf vernachlässigbaren Abstand nähert. Hieraus folgt an Zahlenwerten: Zeitpunkt 4172 sec, Fluggewicht 24 Tonnen, Geschwindigkeit 200 m/sec, Flughöhe 0 km, zurückgelegter Weg 9450 km;

Ende der zweiten Aufstiegsperiode: Zeitpunkt 4405 sec, Fluggewicht 10 Tonnen, Geschwindigkeit 2800 m/sec, Flughöhe 22 km, zurückgelegter Weg 9710 km;

Ende des zweiten Überschallgleitfluges : Zeitpunkt 6125 sec, Fluggewicht 10 Tonnen, Geschwindigkeit 300 m/sec, Flughöhe 20 km, zurückgelegter Weg 12550 km;

Ende des zweiten Unterschallgleitfluges: Zeitpunkt 6785 sec, Fluggewicht 10 Tonnen, Geschwindigkeit 80 m/sec, Flughöhe 0 km, zurückgelegter Weg 12648 km;

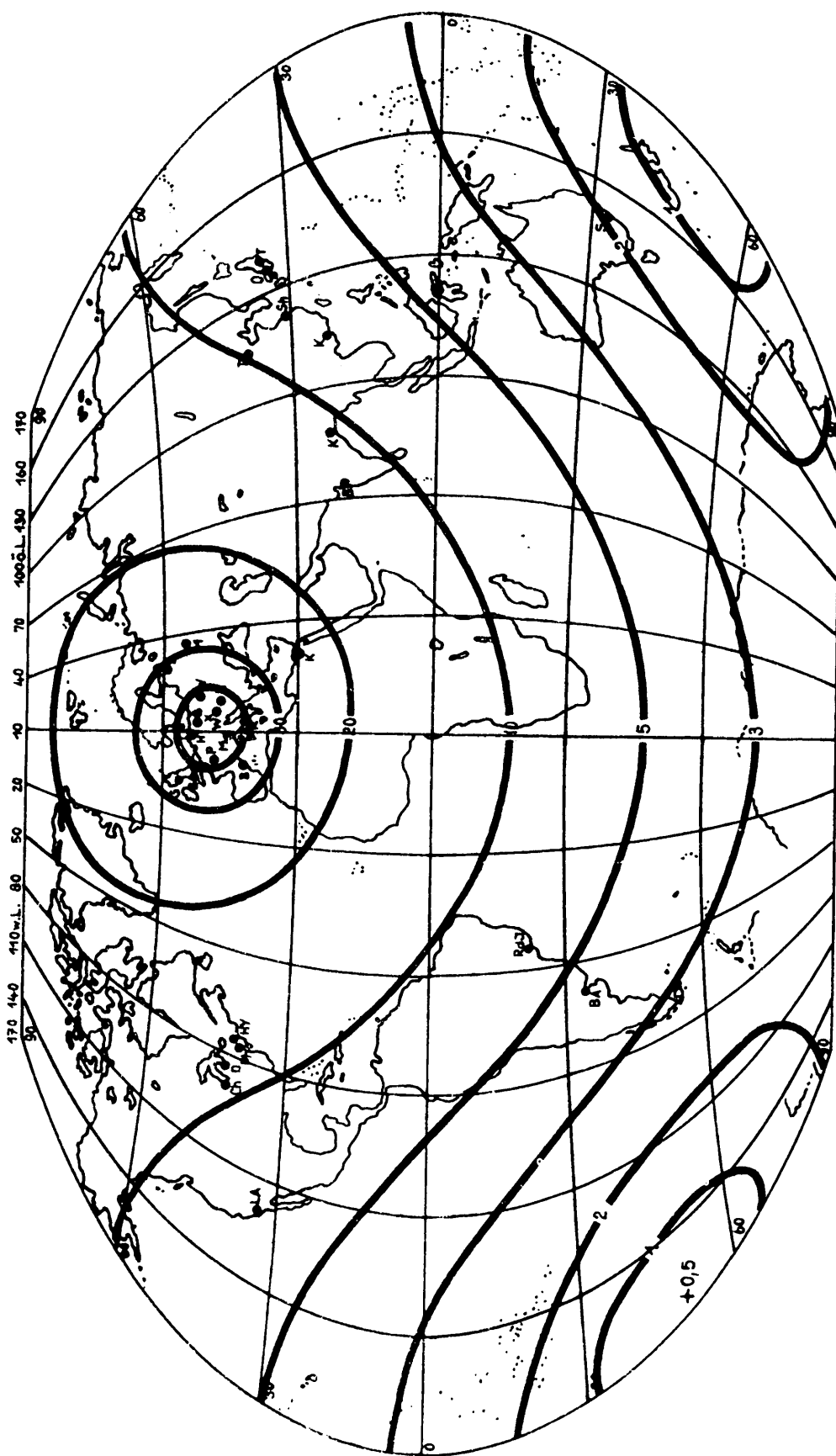
Landung: Zeitpunkt 6810 sec, Fluggewicht 10 Tonnen, Geschwindigkeit 0 m/sec, Flughöhe 0 km, zurückgelegter Weg 12650 km.

4. Punktangriff mit Preisgabe des Bombers.

Nach den bisherigen Überlegungen kann der Raketenbomber

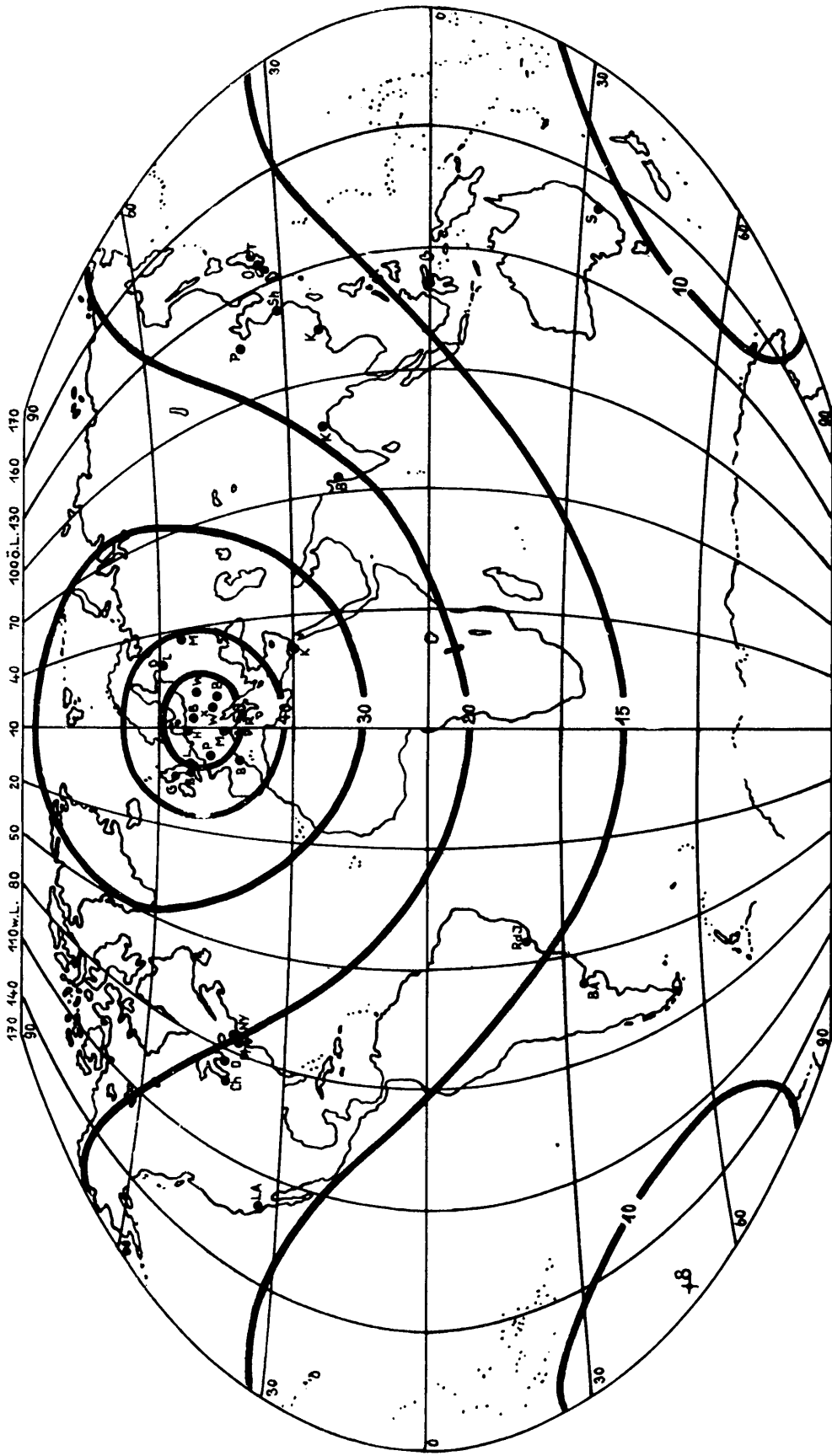
mit mittlerer Auspuffgeschwindigkeit Angriffe auf kleine Einzelziele ausführen im Raum bis zu rund 6000 km Entfernung vom Heimathorst, ferner, wenn ein Antipodenstützpunkt besteht, im Raum bis zu rund 2000 km um diesen Antipodenstützpunkt, und schliesslich in entsprechender Nähe anderer, über die Erdoberfläche beliebig verteilter Stützpunkte. Soll der Punktangriff jedoch gegen ein Ziel gerichtet werden, das nicht in der Nähe eines der genannten Punkte liegt, so besteht noch die Möglichkeit, dass der Bomber genau so verfährt, wie im vorigen Abschnitt besprochen wurde, und in einem entsprechend nahe, bzw. weit vom Ziel liegenden Punkt landet, auch wenn in diesem Punkt die technischen Einrichtungen eines Stützpunktes fehlen. In diesem Fall wird der Bomber von diesem Punkt aus nicht mehr mit eigener Kraft starten können, wird aber im allgemeinen auch nicht verloren gehen, wenn die Landung nicht gerade in Feindesland erfolgt. Wenn er auf eigenen Gebieten oder Schiffen landet, kann sogar sein Transport nach einem Stützpunkt möglich gemacht werden. Besteht aber keine andere Möglichkeit als die der Landung in feindlichen Machtbereichen, so bleibt als letzter, nie versagender Ausweg der Punktangriff mit Einfachantrieb und Preisgabe des Bombers.

Da das Flugzeug unmittelbar nach dem Bombenabwurf im Punktangriff stark an Flughöhe gewinnt, wird der Flugzeugführer am Ende dieses, wenn auch kurzen Steigvorganges, den Bomber im Fallschirm verlassen können und das leere Flugzeug zerstören, sodass es nicht in die Hände des Feindes fällt. Er wird in wenigen Kilometern Entfernung von der Einschlagstelle seiner Bombe den Erdboden erreichen und gefangen werden. Leistungsmässig stellt dieses Angriffsverfahren den Grenzfall des im vorigen Abschnitt beschriebenen Punktangriffsverfahrens dar, bei dem $k = 0$, d.h. der Rückflugweg gleich Null ist. In den Abbildungen 97 und 98 sind die möglichen Bombenladungen bei diesem Angriffsverfahren aufgetragen. Der Angriffsbereich überdeckt in allen Fällen die ganze Erdoberfläche; bei $c = 3000$ m/sec werden an den vom Heimathorst entferntesten Erdort noch 0,5 Tonnen Bomben befördert, bei $c = 4000$ m/sec erhöht sich diese Zahl auf 8 Tonnen und bei $c = 5000$ m/sec auf 17 Tonnen. Dieses Verfahren eignet sich natürlich auch für unbemannten Einsatz des Raketenbombers.



● Millionenstädte
 x Heimarhorst
 + Antipodenstützpunkt

Abb. 97; Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen, bzw. % des Anfangsfluggewichtes beim Punktangriff mit Einfachantrieb und Preisgabe des Bombers bei einer Auspuffgeschwindigkeit von $c = 3000 \text{ m/sec.}$



● Millionenstädte
x Heimathorst

+ Antipodenstützpunkt

Abb. 98;

Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen bezw. % des An-
fangsfluggewichtes beim Punktangriff mit Einfachantrieb und
Preisgabe des Bombers bei einer Aufstiegeschwindigkeit von
 $c = 4000 \text{ m/sec.}$

5. Flächenangriff mit Kehrtwendung.

Dieses erste Flächenangriffsverfahren entspricht etwa dem ersten der beschriebenen Punktangriffsverfahren, mit dem Unterschied, dass die zu Anfang des Fluges erteilte Wucht für den Hinflug und für den vollständigen Rückflug bis in den Heimathorst reichen muss, sodass über dem Ziel noch erhebliche Vorräte an kinetischer Energie vorhanden sind, und daher auch beträchtliche Anteile dieser kinetischen Energie beim Wenden verloren gehen. Ein Grundriss der Gesamtflugbahn einschliesslich der Bombenflugbahn ist in der Abbildung 99 als Skizze eingetragen worden. Um den dort dargestellten Zusammenhang zwischen Bombenladung B und Angriffsweite a zu berechnen, kann beispielsweise so vorgegangen werden: aus IV3 ist s_5 , die Unterschallgleitlänge, bekannt. Aus Abbildung 79 gewinnt man zu $(a - s_5 - w)$ den Wert v_{w2} , aus Abbildung 99 weiterhin v_{w1} . Nun muss allerdings die Aufstiegslänge s_3 geschätzt werden, indem man mit einem zunächst angenommenen v_1 aus Abbildung 64 ein erstes G/G_0 abliest und damit ein erstes geschätztes s_3 erhält. Damit ist $(a - s_3 - w)$ berechenbar zu $s_5 + (a - s_5 - w) - s_3$. Welche Anfangsgeschwindigkeit v_1 des Überschall-Abstiegsastes notwendig ist, um nach einer Gleitlänge von $(a - s_3 - w)$ noch eine Geschwindigkeit von v_{w1} zu haben, kann man auf die beschriebene Weise aus Abbildung 79 entnehmen. Dieser Wert ist mit dem früher geschätzten zu vergleichen und gegebenenfalls zu verbessern. Weiter folgt aus Abbildung 64 nun das gesuchte G und damit $B = G - 10$. Aus Abbildung 83 ist die stationäre Flughöhe bei v_{w1} und G bekannt zu H , und endlich wird die Bombenwurfweite w zu v_{w1} und H aus Abbildung 87 abgelesen. Die gesuchte Angriffsweite a folgt nun zu $a = s_5 + (a - s_5 - w) + w$. Diese Rechnung hat einige Voraussetzungen, die noch kurz festgehalten werden müssen. Zunächst ist von der Näherungsannahme Gebrauch gemacht, dass die für ganz bestimmte Flugbahnen berechneten Zusammenhänge zwischen Geschwindigkeiten und Wegen sich auf ähnliche Flugbahnen ungeändert übertragen lassen. Noch wichtiger ist aber die Annahme, dass die Überschallabstiegsbahn während des Anfluges zum Bombenwurf und während des Wendens nicht mit den stark

schwingenden dynamischen Flugbahnen, sondern in stationären Flughöhen geführt werden muss. Für die Periode des entscheidenden dritten Zielvorganges ist dies notwendig, um die geforderte Zielgenauigkeit des Bombenwurfes zu erreichen und die Bomben tatsächlich aus dem Horizontalflug zu werfen. Für die Wendeperiode aber sind stationäre Flughöhen nötig, um die aerodynamischen Wendekräfte überhaupt aufbringen zu können.

Mit diesem letzteren Umstand hängt es zusammen, dass das Wenden überhaupt nur bis zu gewissen, unterhalb der Zirkulargeschwindigkeit liegenden Fluggeschwindigkeiten durchführbar ist, während bei noch höheren Fluggeschwindigkeiten andere Angriffsverfahren gewählt werden müssen. Dadurch ist das Flächenangriffsverfahren mit Einfachantrieb und Kehrtwendung auf die in Abbildung 99 voll ausgezogenen Angriffsweiten bis etwa 12000 km beschränkt. Innerhalb dieses Angriffsraumes erweist es sich jedoch trotz des sehr verlustreichen Wendevorgangs als ausserordentlich wirkungsvoll.

In den Abbildungen 100 und 101 sind Linien gleicher, im Ziel gelandeter Bombengewichte bei diesem Flächenangriffsverfahren für $c = 3000$ und 4000 m/sec eingetragen. Bei der erstgenannten Auspuffgeschwindigkeit ist der Angriffsbereich durch eine wegen der Erdrotation vom Kreis etwas abweichende, geschlossene Kurve gegeben, deren Umfang die Gegenden des Nordpols, Neufundlands, Zentralafrikas und Innerasiens berührt. Bei $c = 4000$ m/sec erweitert sich der Ring so, dass nurmehr Australien, die Südpolargebiete, der südliche Pazifik und die Südspitze Südamerikas nicht innerhalb seiner Fläche liegen. Bei $c = 5000$ m/sec würde er die ganze Erdoberfläche überdecken.

Als Beispiel für einen Flächenangriff mit Einfachantrieb und Kehrtwendung diene der Angriff auf New-York mit einer Angriffsweite von 6500 km. Bei $c = 4000$ m/sec beträgt die Bombenladung 6 Tonnen, und der einzelne Angriffsflug nimmt etwa folgenden Verlauf: 36 Sekunden nach dem Start und in 12 km Abstand vom Startpunkt beginnt der Motor zu arbeiten und verbraucht den gesamten an Bord befindlichen Kraftstoffvorrat von 84 Tonnen innerhalb der nächsten 336 Sekunden. Damit erlangt das Flugzeug am Ende des Aufstiegsvorganges eine Fluggeschwindigkeit von 6370 m/sec,

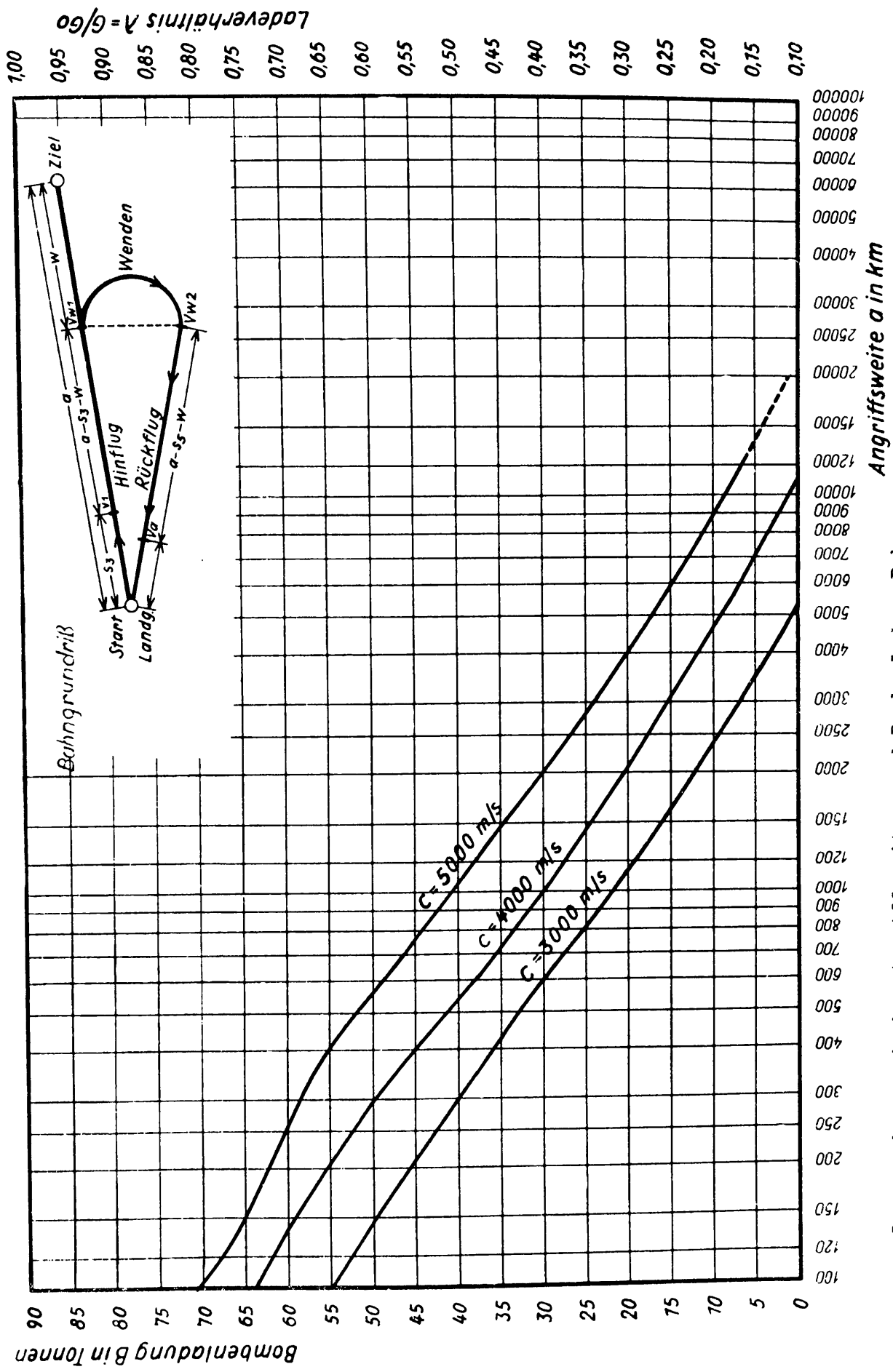


Abb. 99; Zusammenhang zwischen Angriffswerte a und Bombenladung B bzw. Ladeverhältnis $\lambda = G/Go$ beim Flächenangriff mit Kehrtwendung für die Auspuffgeschwindigkeit $c = 3000, 4000$ bzw. 5000 m/sec.

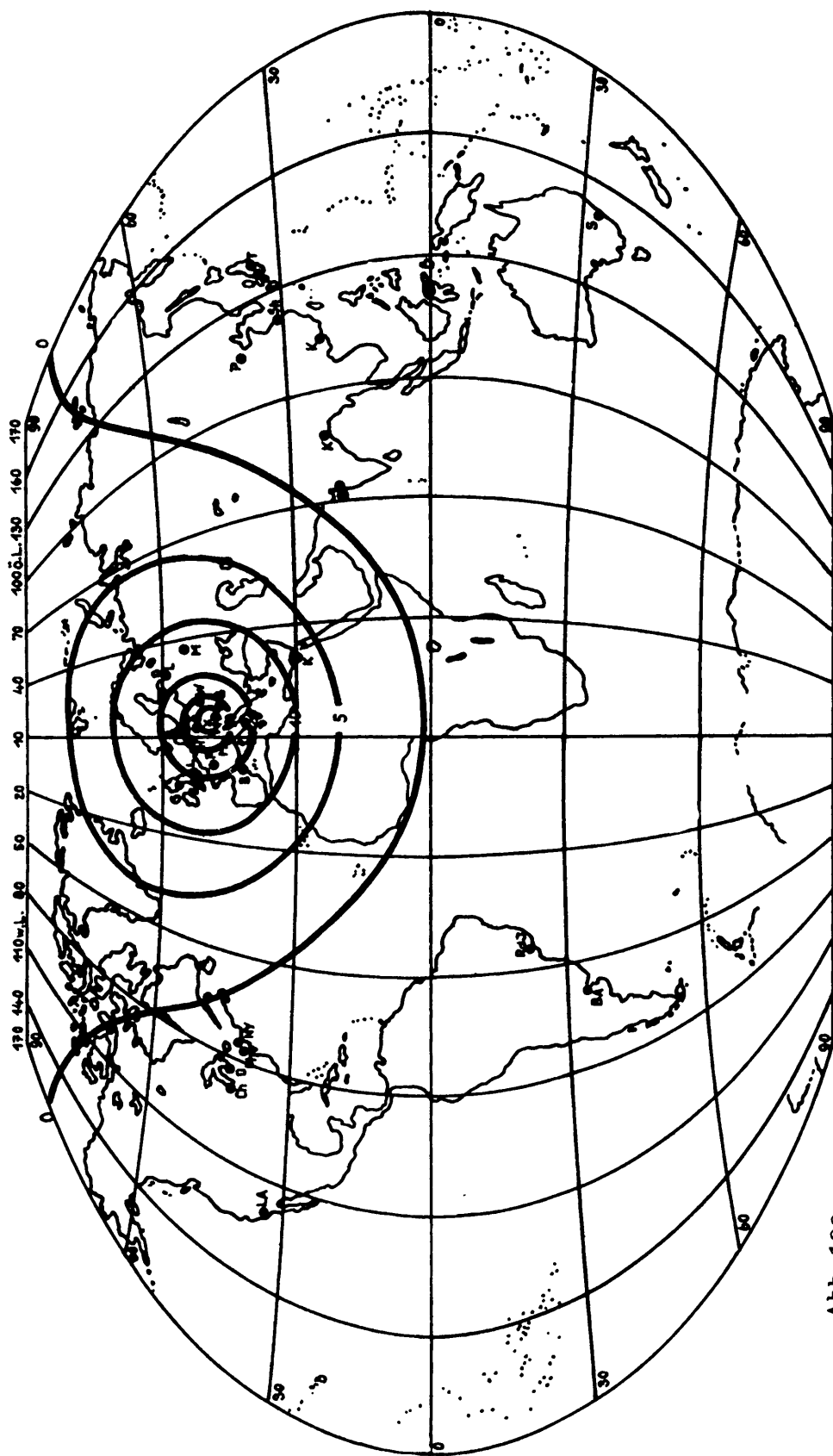
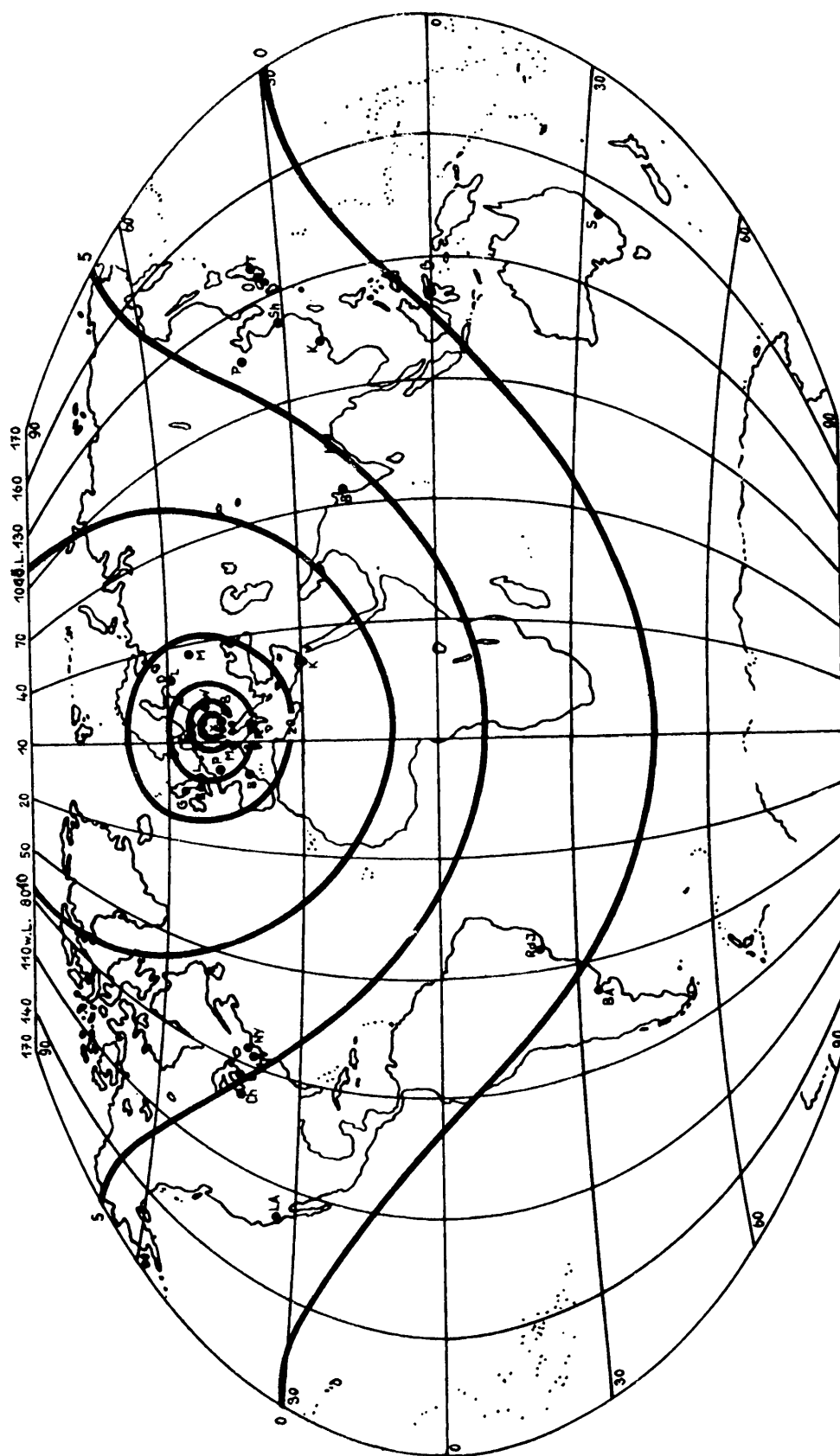


Abb. 100

Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen bzw. % des An-
fangsfluggewichtes beim Flächenangriff mit Kehtwendung und
einer Auspuffgeschwindigkeit von $c = 3000 \text{ m/sec.}$

- Millionenstädte
- x Heimathorst



● Millionenstädte
x Heimathorst

Abb. 101; Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen bezw. % des An-
fangsfluggewichtes beim Flächenangriff mit Kehrtwendung und
einer Auspuffgeschwindigkeit von $c = 4000$ m/sec.

eine Flughöhe von 91 km, einen Abstand vom Startplatz von 736 km und ein Fluggewicht von 16 Tonnen. Weiterhin fliegt der Bomber nun unter Benutzung seiner Lagen- und Bewegungsenergie bis zum Ort des Bombenwurfes, 5550 km vom Startplatz und 950 km vor dem Ziel gelegen. An dieser Stelle, die 1150 sec nach dem Start erreicht wird, hat sich die Fluggeschwindigkeit auf rund 6000 m/sec und die stationäre Flughöhe auf 50 km ermässigt. Nach dem Bombenwurf beträgt das Fluggewicht noch 10 Tonnen. Das Flugzeug geht nun sofort in die Kurve und durchläuft in etwa 330 Sekunden eine Wendespirale von rund 1000 km Durchmesser, bis es die Richtung des Rückfluges zum Heimathorst erreicht hat. Während des Wendens sind die Flughöhen stark vermindert worden, um die zum Wenden nötigen aerodynamischen Kräfte aufzubringen. Am Ende der Wendebahn ist die Fluggeschwindigkeit noch 3700 m/sec und die zugehörige stationäre Flughöhe 38 km. Die in Richtung auf den Heimathorst ablaufende Überschall-Gleitflugbahn führt in 2600 sec über 5450 km und endet 100 km vor dem Heimathorst in 20 km Höhe bei 300 m/sec Fluggeschwindigkeit. Unterschall-Gleitflug und Landung vollziehen sich in bekannter Weise. Der ganze Angriffsflug dauert somit 4755 Sekunden.

6. Flächenangriff mit Teilwendung und Stützpunkt.

Diese Angriffsart entspricht etwa dem Punktangriff mit Doppelantrieb, Teilwendung und Stützpunkt unter den Punktangriffsverfahren. Wie dieses stellt der hier zu besprechende Flächenangriff innerhalb seiner Klasse den allgemeinsten Fall dar, der alle anderen Flächenangriffsverfahren als Sonderfälle enthält.

Der Ablauf des Flächenangriffes mit Einfachantrieb, Teilwendung und Stützpunkt besteht im wesentlichen darin, dass dem Bomber zunächst durch einmaligen Antrieb alle Wucht erteilt wird, die er bis zur Landung im vorgesehenen Stützpunkt braucht, dass er vor dem Ziel die Bomben aus grosser Flughöhe und Fluggeschwindigkeit abwirft nach dem Flächenwurfverfahren, dass er weiter unmittelbar nach dem Bombenwurf eine Wendung bei der noch vorhandenen hohen Fluggeschwindigkeit ausführt, die ihn in Richtung auf den zur Landung ausersehenen Stützpunkt bringt, und dass er schliesslich

mit dem Rest seiner Wucht noch bis zu diesem Stützpunkt gleitet und dort landet.

Zunächst ist wieder der Zusammenhang zwischen Bombenladung B und Angriffsweite a zu ermitteln. Auf diesen Zusammenhang wirken noch die Weglänge a_k zwischen Ziel und Stützpunkt, der Wendewinkel \mathfrak{G} , um den der Bomber nach dem Abwurf wendet, und die Auspuffgeschwindigkeit c ein. Wegen dieser grossen Zahl unabhängig veränderlicher Grössen werden die Zusammenhänge sehr vielfältig. In Abbildung 102 ist beispielsweise der Zusammenhang zwischen a und B für eine grosse Zahl von Rückflugweiten a_k und für einen bestimmten Wendewinkel $\mathfrak{G} = 60^\circ$ aufgetragen. Der Rechnungsgang, der zu diesen Schaubildern führte, war folgender: Unter Voraussetzung eines bestimmten c wurde eine Bombenladung B angenommen. Zu dieser gehört ein Massenverhältnis $G/G_0 = (10 + B)/100$, eine Länge der Aufstiegsbahn s_3 und nach Abbildung 59 eine Endgeschwindigkeit v_1 . Zu dieser Höchstgeschwindigkeit v_1 kann man nun verschiedene Angriffsweiten $a = s_3 + s_4 + w$ so wählen, dass vor dem Bombenwurf, also am Ende des Hinfluges $s_1 + s_2 + s_3 + s_4$ noch ausreichende Überschallgeschwindigkeit vorhanden ist. Zu dieser Geschwindigkeit und den verschiedenen Wendewinkeln \mathfrak{G} lässt sich mit Hilfe der Abbildung 81 der Geschwindigkeitsverlust und der zurückgelegte Weg s_w während des Wendens und mit der Restgeschwindigkeit schliesslich der "Rück"-flugweg s_H vom Abwurf-punkt bis zum Landepunkt berechnen. Durch oftmalige Wiederholung dieses Rechengangs und Interpolation zwischen den gefundenen, ungerundeten s_H -Werten wurden die a_k -Kurven der Abbildung 102 ermittelt.

Abbildung 103 stellt wieder die Linien gleicher Bombenladung eines Raketenbombers nach dem eben besprochenen Angriffsverfahren dar, wenn ein Stützpunkt an der amerikanischen Westküste benutzt wird. Dabei ist bemerkenswert, dass sich beim Wendewinkel $\mathfrak{G} = 0$ eine bestimmte Bombenladung ergibt, mit der der Bomber ohne Wenden bis nach dem Stützpunkt gelangt, seine Ladung jedoch unterwegs an jedem beliebigen Punkt abwerfen kann, ohne dass sich an der Reichweite etwas ändert, wenn der Abwurf nur erst nach Aufhören der Motorwirkung erfolgt. Daher liegt für $\mathfrak{G} = 0$ die Angriffsweite beliebig zwischen Startplatz und Stützpunkt.

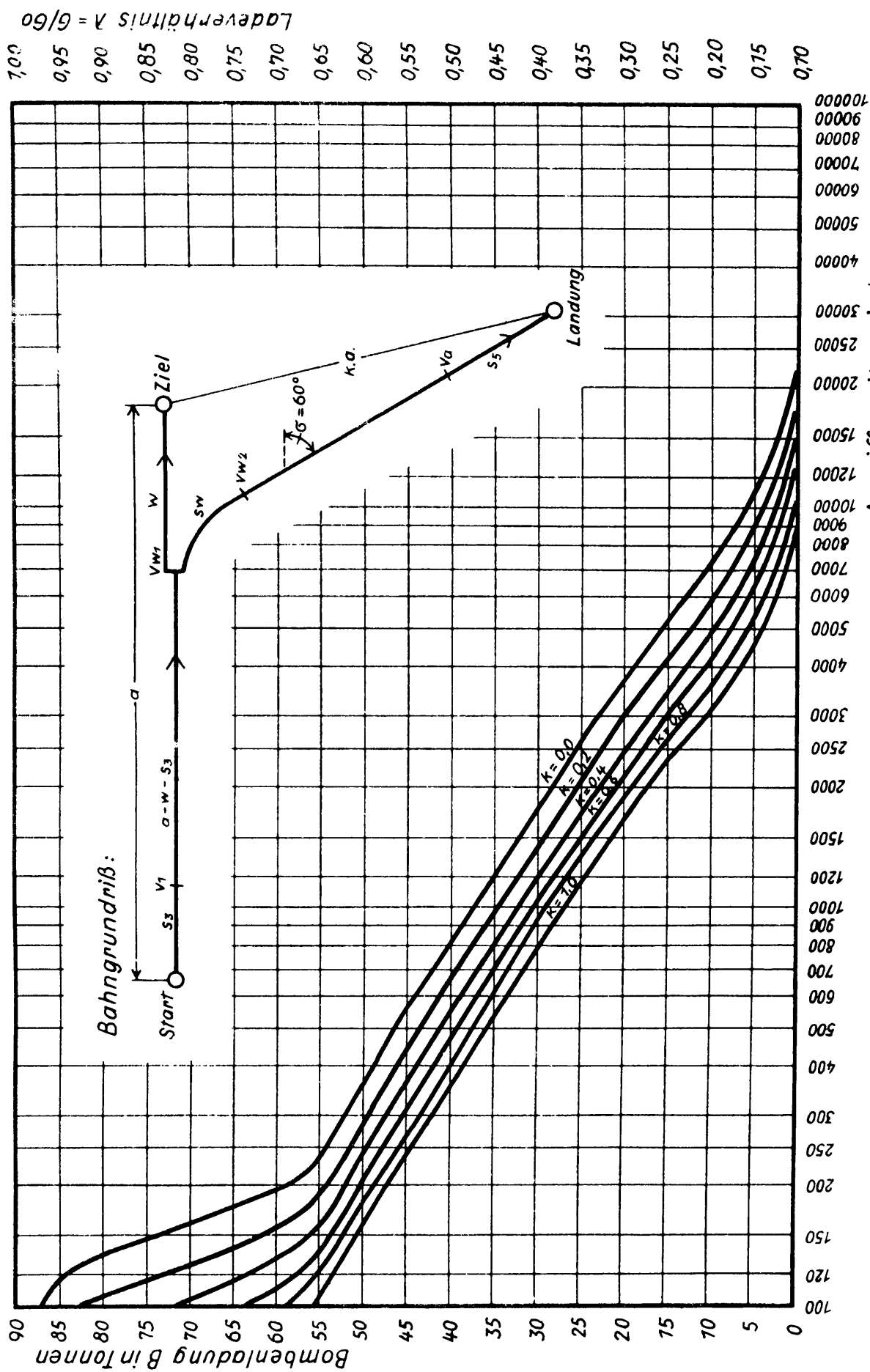
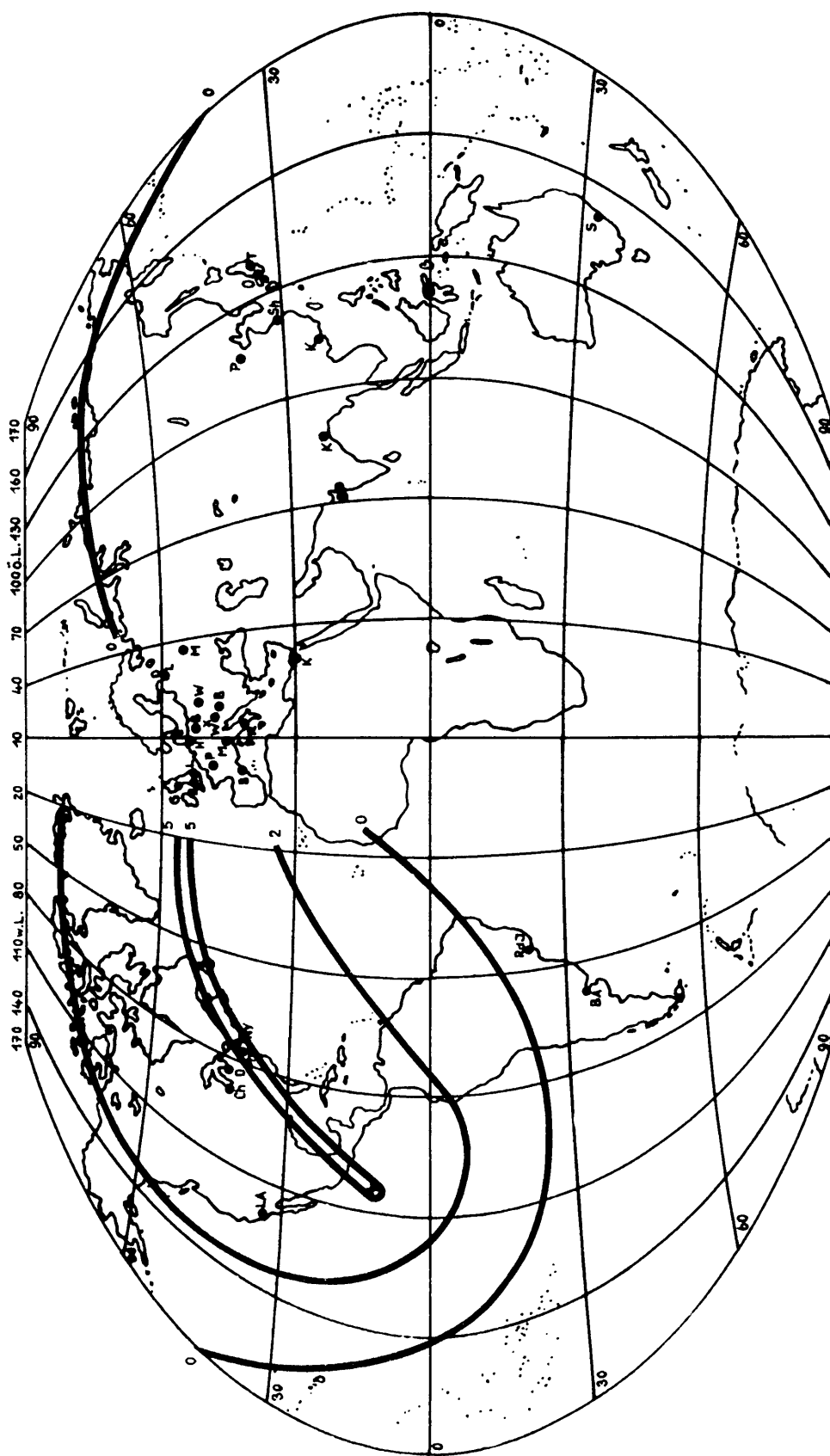


Abb 102: Zusammenhang zwischen Angriffswerte a und Bombenladung B bzw. Ladeverhältnis $\lambda = G/60$ beim Flächenangriff mit Teilwendung und Stützpunkt für verschiedene Rückflugweiten $k.a.$, für den Wendewinkel $\sigma = 60^\circ$ und die Auspuffgeschwindigkeit $c = 3000$ m/sec.



● Stützpunkt an der amerikanischen Westküste
 x Millionenstädte
 x Heimaflort

Abb. 103f

Bombenladung eines Raketenbombers in Tonnen bzw. % des An-
 fangsfluggewichtes beim Flächenangriff mit Benutzung eines
 Stützpunktes an der amerikanischen Westküste und bei einer
 Auspuffgeschwindigkeit von $c = 3000$ m/sec.

Für $c = 3000$ m/sec beträgt diese Bombenladung gemäss Abbildung 103 5 Tonnen. Mit kleineren Bombenladungen erstreckt sich der mögliche Angriffsbereich über ganz Nordamerika und beträchtliche Teile Südamerikas und des Stillen Ozeans.

7. Flächenangriff mit Antipodenstützpunkt.

Ein Sonderfall des im vorigen Abschnitt besprochenen Flächenangriffsverfahrens ergibt sich, wenn der Stützpunkt im Antipodenpunkt des Heimathafens liegt. Der Wendewinkel G ist in diesem Fall für alle Erdziele gleich Null. Es treten also keinerlei Energieverluste durch Überschallwenden ein. Den Zusammenhang zwischen Bombenladung B und Angriffsweite a des Bombers kann man aus den Beziehungen des vorigen Abschnittes angeben für $G = 0$ und $a + ak = 20000$ km. Für einen Geradeausflug mit einer Gesamtflugweite $a(1+k) = 20000$ km ist es bei der hier ständig verwendeten Näherung gleichgültig, an welcher Stelle des Gleitfluges die Bombenladung unterwegs abgeworfen wird. Die Angriffsweite a ist also innerhalb der 20000 km Flugweite beliebig und unabhängig von der Bombenladung. Die mögliche Bombenladung ist aus Abbildung 80 ablesbar zu $B = 0,7$ Tonnen für $c = 3000$ m/sec, $B = 8$ Tonnen für $c = 4000$ m/sec und $B = 17$ Tonnen für $c = 5000$ m/sec.

8. Flächenangriff mit Erdumrundung.

Ein weiterer Sonderfall des in Abschnitt VI6 besprochenen allgemeinen Flächenangriffsverfahrens, nämlich der Flächenangriff mit Einfachantrieb und Erdumrundung, ergibt sich für $G = 0$ und $a + ak = 40000$ km. Der Zusammenhang zwischen Bombenladung B und Angriffsweite a des Bombers kann aus Abbildung 80 abgelesen werden, wobei wieder der Satz gilt, dass der Ort des Bombenwurfes für die Reichweite belanglos ist, also die Angriffsweite a hier vollständig beliebig und unabhängig von der Bombenladung ist. Die grösste Bombenladung, mit der die Erdumrundung eben noch möglich ist, folgt aus der genannten Abbildung zu $B = 3$ Tonnen für $c = 4000$ m/sec, $B = 12$ Tonnen für $c = 5000$ m/sec, während mit $c = 3000$ m/sec die Erdumrundung auch ohne Bombenladung nicht gelingen kann. Dieses Angriffsverfahren offenbart

besonders eindringlich die ungeheure technische Überlegenheit des Raketenbombers, der, nach Grösse und Leergewicht einem mittleren Kampfflugzeug gleichstehend, bei mittleren Auspuffgeschwindigkeiten mit Bombenladungen von 3 Tonnen jeden Punkt der Erdoberfläche erreicht und ohne Zwischenlandung 40000 km, also den ganzen Erdumfang durchfliegt.

Als Beispiel für einen Flächenangriff mit Einfachantrieb und Erdumrundung soll eine Beschiessung der von Deutschland am weitesten entfernten Millionenstadt Sydney in Australien dienen. Die Angriffsweite beträgt in diesem Fall rund 16500 km, die mögliche Bombenladung des Flugzeuges 3 Tonnen. Der Angriffsflug spielt sich in folgender Weise ab: Start und "Ziehen nach dem Start" unterscheiden sich nicht von den gleichen Flugphasen früherer Beispiele. 36 Sekunden nach dem Start beginnt der Motor zu arbeiten und verbraucht den an Bord befindlichen Kraftstoffvorrat von 87 Tonnen innerhalb der nächsten 348 Sekunden. Am Ende dieses Aufstiegsvorganges beträgt die Fluggeschwindigkeit 7200 m/sec, die Flughöhe 101 km, der Abstand vom Startpunkt 815 km und das Fluggewicht 13 Tonnen. Diese sehr hohe Anfangsfluggeschwindigkeit wird nun im Lauf der 39185 km langen Überschall-Abstiegsbahn bis auf 300 m/sec totgelaufen. Nach etwa 10000 km Reiseweg ist die stark schwingende Abstiegsbahn soweit zu dämpfen, dass sie am Abwurfspunkt, d.h. 15400 km nach dem Start in stationärer Flughöhe stetig genug läuft, um den genauen Zielvorgang für den Bombenwurf zu ermöglichen. In diesem Abwurfspunkt beträgt dann die Flughöhe 49 km, die Fluggeschwindigkeit noch 6400 m/sec und daher die Wurfweite der Bombe rund 1100 km. Nach dem Wurf setzt der Bomber seinen Überschall-Gleitflug mit nur mehr 10 Tonnen Gewicht fort, wobei die bisher in einer absoluten Ebene geführte Bahn weiterhin etwas verschwenkt werden muss, um schliesslich an den Heimathorst zurückzuführen. Dort landet der Bomber 13060 Sekunden nach dem Start und nach Zurücklegung von 40000 km Wegstrecke.

9. Wertung der Angriffsverfahren.

Die Punktangriffsverfahren richten sich gegen Einzelziele, z.B. Einzelhäuser, Bahnhöfe, Schienenwege, Tunnelleingänge, Straßen,

Brücken, Wasserdämme, Einzelschiffe, Kanäle, Talsperren, Staudämme, Gas-, Wasser-, Ölbehälter, Munitionslager, Magazine, Kraftwerke, Umspannwerke, Flughäfen, Schiffshäfen, Fabriken, Truppenansammlungen usw. und beschränken sich auf einen Kreis von mehreren tausend Kilometern Radius um den Heimathorst, wenn nicht in Ausnahmefällen der Bomber preisgegeben oder ein Stützpunkt angefliegen wird, wodurch sich die Angriffsweite über die ganze Erdoberfläche ausdehnen kann.

Die Flächenangriffsverfahren richten sich gegen die gesamte Erdoberfläche. Ihre wahrscheinliche Streuung des Bombenwurfes von einigen Kilometern verweist sie auf Flächenziele entsprechender Grösse, z.B. Millionenstädte, Grossindustrien, Flotten usw. Wird bei einem Flächenangriff die Gesamtenergie Z in kcal mit $w_r = 2$ km wahrscheinlicher Streuung gegen einen einzigen Zielpunkt geworfen, so liegt die Hälfte aller Einschläge in dem Kreis mit 2 km Radius, d.h. die durchschnittliche Belagsdichte dieser Einheitsfläche ist $\bar{z} = Z/2w_r^2\pi$; die tatsächliche Belagsdichte verteilt sich nach einer Gauss'schen Glockenfläche $z_r = 1,398\bar{z} e^{-0,694r^2/w_r^2}$, beträgt also im Zielpunkt $1,4\bar{z}$ und am Rande der Fläche von 4 km Durchmesser noch die Hälfte. Abbildung 104 stellt eine derartige Verteilungskurve der Bombenbelagsdichte über dem Plan von New York dar. Wenn grössere zusammenhängende Flächen als die beschriebene Einheitsfläche angegriffen werden sollen, können mehrere Zielpunkte so beworfen werden, dass sich die einzelnen Gauss'schen Glocken teilweise überdecken, etwa wie in Abbildung 105 dargestellt ist, wo der gegenseitige Abstand der Zielpunkte zu $w_r\sqrt{2\pi}$ gewählt wurde, sodass die durchschnittliche Belagsdichte der Gesamtfläche \bar{z} wird, während die örtlichen Belagsdichten als Schichtenlinien eingetragen sind.

Nach dem einschlägigen Schrifttum lassen sich zwischen der durchschnittlichen Belagsdichte mit Zerstörungsenergie \bar{z} in kcal/km² und den erreichten Zerstörungswirkungen etwa folgende Zusammenhänge angeben: $\bar{z} = 7 \cdot 10^6$ kcal/km² setzt z.B. industrielle Anlagen für mehrere Tage vollständig ausser Betrieb. (Zerstörungsgrad I)
 $\bar{z} = 1,4 \cdot 10^8$ kcal/km² zerstört Städte so, dass alle nicht

besonders verstärkten Gebäude einstürzen und nur noch Keller als Unterstände benutzbar sind, (Zerstörungsgrad II)

$\bar{z} = 1,4 \cdot 10^9 \text{ kcal/km}^2$ zerstört Städte so, dass auch die Keller eingedrückt werden, also alle innerhalb der angegriffenen Fläche vorhandenen Menschen verloren sind und nurmehr Grundmauern stehen bleiben. (Zerstörungsgrad III)

$\bar{z} = 7 \cdot 10^9 \text{ kcal/km}^2$ macht Städte dem Erdboden so gleich, dass ihr Standort nurmehr durch Bodenfärbung erkennbar ist. (Zerstörungsgrad IV)

Nimmt man den Energiegehalt der ruhenden Bombe zu $E_0 = 700 \text{ kcal/kg}$ an, so ergibt sich mit $E = 700 + Av^2/2g$ die entsprechende Bombenbelagsdichte in Tonnen/ km^2 abhängig von der Auftreffgeschwindigkeit v der Bombe nach Abbildung 106.

Um also eine Grosstadtfläche von der Grösse der erwähnten Einheitsfläche auf den Grad II zu zerstören, sind gegen den Zielpunkt $Z = 2 \cdot 12,56 \cdot 1,4 \cdot 10^8 = 3,52 \cdot 10^9 \text{ kcal}$ Zerstörungsenergie zu werfen, entsprechend etwa 5000 bis 420 Tonnen Bomben, je nach Auftreffgeschwindigkeit. Dabei wird die Belagsdichte, wie schon in Abbildung 104 dargestellt, in der Nähe des Zielpunktes bis zu $1,96 \cdot 10^8 \text{ kcal/km}^2$ steigen, am Rande des Einheitskreises $0,98 \cdot 10^8 \text{ kcal/km}^2$ und in 4 km Entfernung vom Zielpunkt noch $0,14 \cdot 10^8 \text{ kcal/km}^2$ betragen.

Die Zahl der notwendigen Flüge, um diese Zerstörungsenergie Z gegen die Einheitsfläche zu werfen, beträgt z.B. 84, wenn die Bombenladung 60 Tonnen und die Auftreffgeschwindigkeit klein ist, oder z.B. 420, wenn die kleinste Bombenladung von 1 Tonne mit einer Auftreffgeschwindigkeit von 8000 m/sec vorausgesetzt wird. In Abbildung 107 ist die Zahl der erforderlichen Angriffsflüge gegen die Einheitsfläche für verschiedene Angriffsverfahren über der Angriffsweite aufgetragen für $c = 4000 \text{ m/sec}$. Wenn es darauf ankommt, die Einheitsfläche mit der geringstmöglichen Zahl von Flügen anzugreifen, ist bei geringen Angriffsweiten das Punktangriffsverfahren mit Doppelantrieb und Kehrtwendung am besten. Wenn eine einzige Einheitsfläche zu bewerfen ist, verdoppelt sich die Überlegenheit sogar, weil dann alle geworfene Energie im Einheitskreis liegt, also nur die Hälfte geworfen werden braucht. Für die grösseren Angriffsweiten bis gegen 8000 km ist dagegen

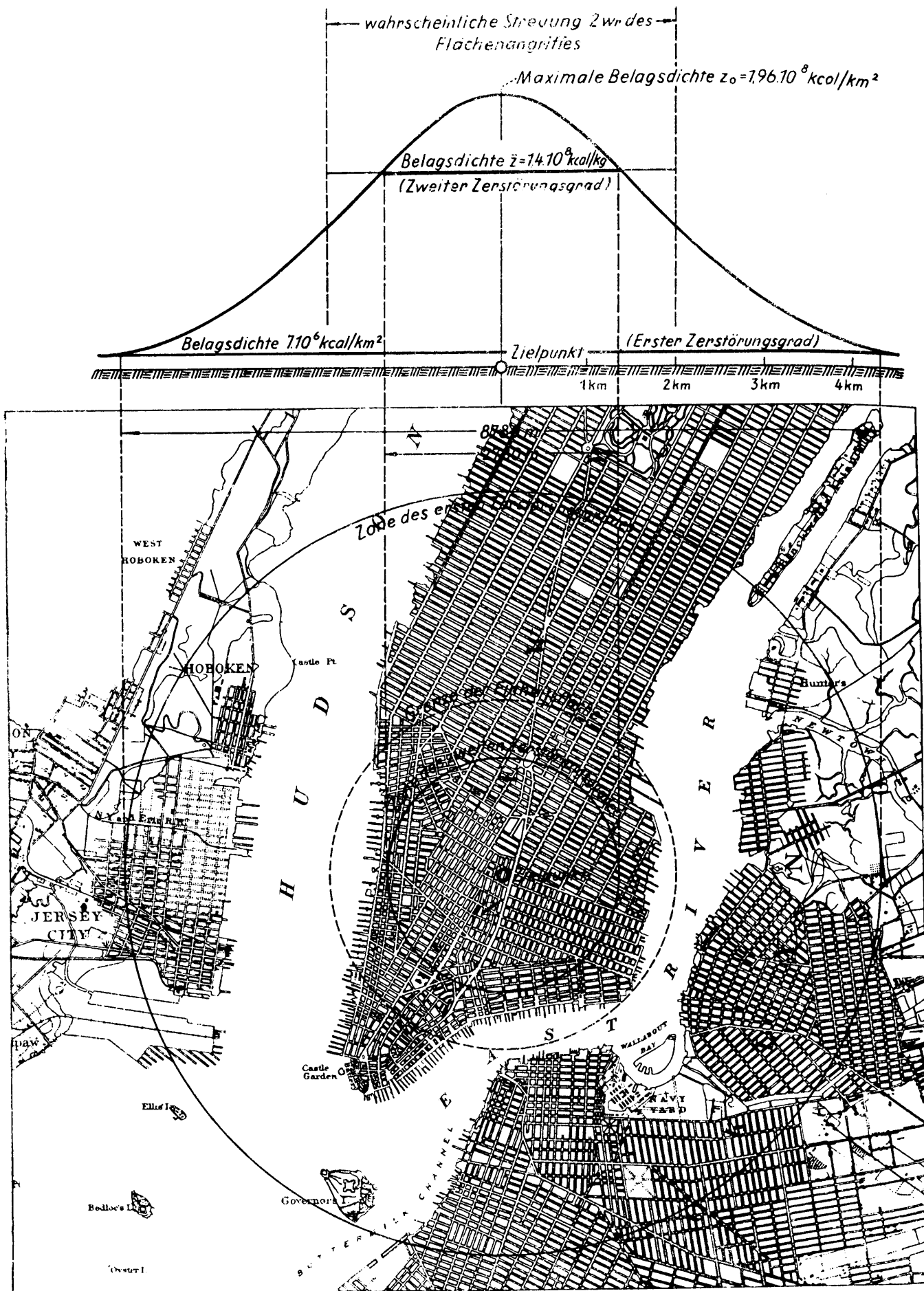


Abb. 104; Flächenangriff gegen eine Einheitsfläche im Zentrum von New - York.

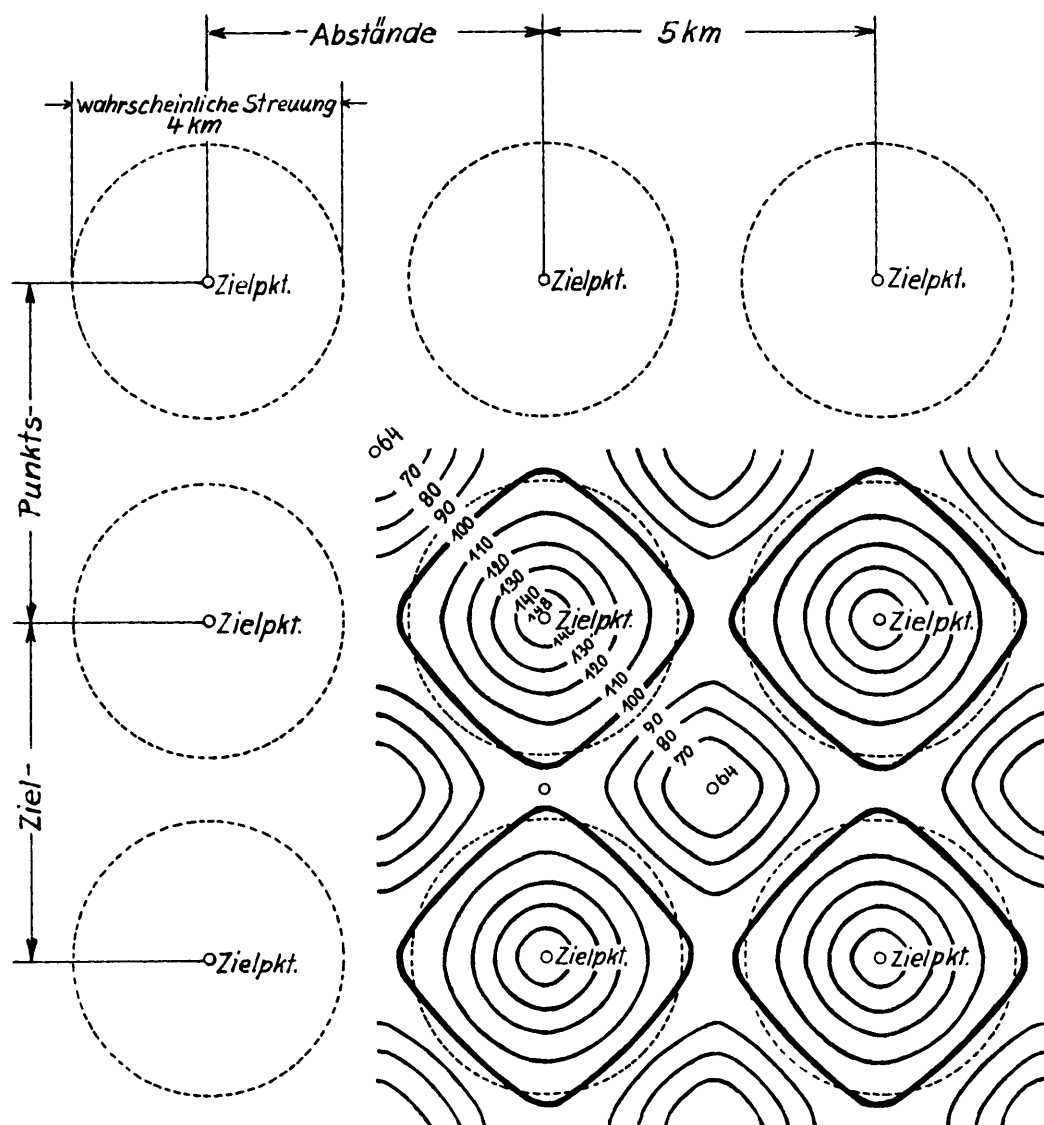


Abb. 105; Zielpunktverteilung beim Angriff auf sehr grosse Flächen und Schichtenlinien gleicher Bombenbelagsdichte in Prozenten der durchschnittlichen Belagsdichte \bar{z} .

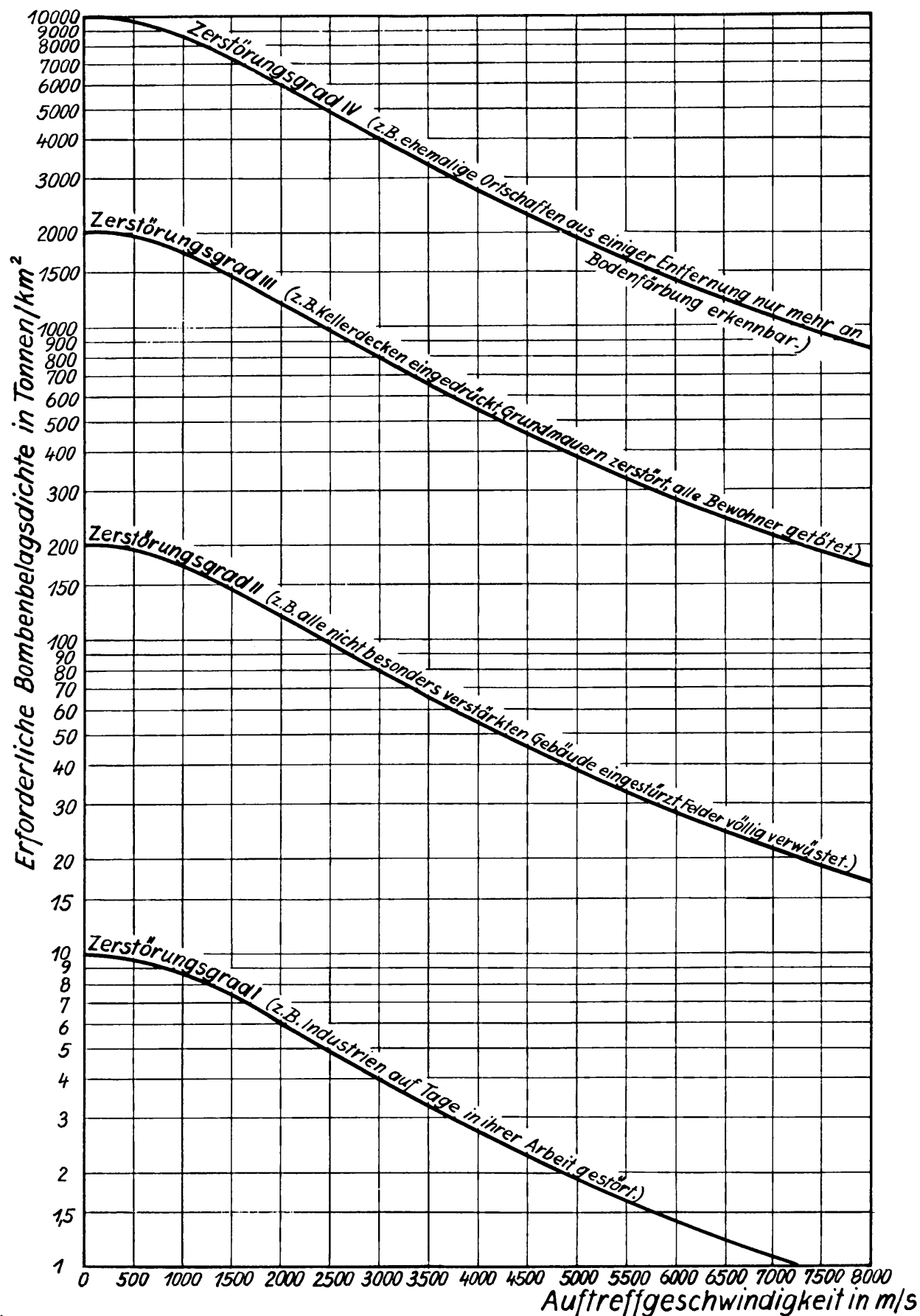


Abb. 106; Erforderliche Bombenbelagsdichte zur Herbeiführung der Zerstörungsgrade I bis IV, abhängig von der Auftreffgeschwindigkeit der Bomben.

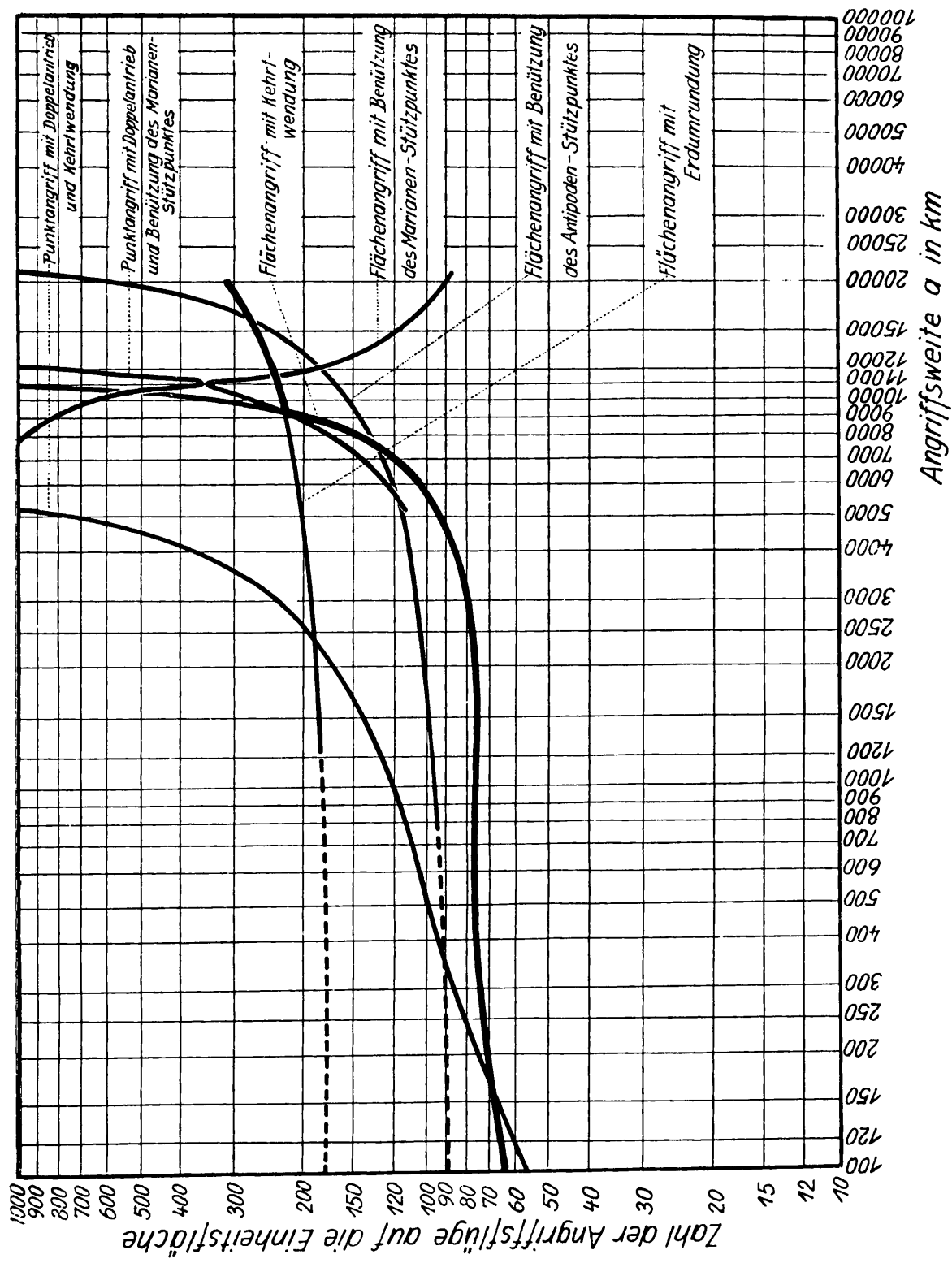


Abb. 107; Zahl der erforderlichen Angriffsflüge, um die Einheitsfläche und ihre Umgebung nach verschiedenen Angriffsverfahren mit insgesamt $3,52 \cdot 10^9$ kcal Zerstörungsenergie zu belegen, aufgetragen über der Angriffsweite a.

das Flächenangriffsverfahren mit Einfachantrieb und Kehrtwendung allen anderen Verfahren weit überlegen, zumal es unabhängig von jedem Stützpunkt arbeitet. Bemerkenswert ist an der Kurve dieses Verfahrens, dass die Zahl der erforderlichen Angriffsflüge mit der Angriffsweite nicht monoton wächst, sondern dass die abnehmende Bombenladung streckenweise durch die zunehmende Aufschlagswucht völlig ausgeglichen wird. Entsprechend der dick ausgezogenen Kurve schwankt die Zahl der wirklich benötigten Flüge bei Anwendung der Flächenangriffsverfahren mit Kehrtwendung, bzw. Erdumrundung zwischen 64 bei 100 km und 322 bei 20000 km Angriffsweite. Die in Abbildung 107 getroffene Wertung der Angriffsverfahren setzt voraus, dass der Gesamtaufwand aus Startkraftstoffen, Flugkraftstoffen und Bomben, die zusammen je Flug einen konstanten Betrag von 133,7 Tonnen darstellen, ein Minimum sein soll. Da die Bomben je Gewichtseinheit vielfach wertvoller als Kraftstoffe sind, kann man auch die Forderung nach einem Minimum an Bombenaufwand stellen. In Abbildung 108 sind einige Angriffsverfahren nach diesem Gesichtspunkt aufgetragen, wobei sich zeigt, dass die Punktangriffsverfahren hier sehr unterlegen sind, während die mit hohen Auftreffgeschwindigkeiten der Bomben arbeitenden Flächenangriffsverfahren naturgemäss am günstigsten abschneiden, besonders das Flächenangriffsverfahren mit Erdumrundung und - bei grossen Angriffsweiten - jenes mit Kehrtwendung, das in diesem Bereich sowohl den geringsten Gesamtaufwand als auch den geringsten Bombenaufwand erfordert.

In Abbildung 109 ist eine idealisierte Trefferverteilung nach den Wahrscheinlichkeitsgesetzen über dem Stadtplan von Berlin gezeichnet, wobei vorausgesetzt wurde, dass gegen den Zielpunkt 84 Bomben von je 60 Tonnen Gewicht mit geringer Aufschlaggeschwindigkeit geworfen worden sind, von denen die dargestellte Hälfte im wahrscheinlichen Streukreis liegt, und um jeden Einschlagspunkt einen Zerstörungskreis von 618 m Durchmesser mit der für den Zerstörungsgrad II notwendigen Energiedichte $1,4 \cdot 10^8$ kcal/km² entsteht.

In Abbildung 110 ist eine entsprechende Trefferverteilung bei 140 Würfeln mit 8000 m/sec Aufschlaggeschwindigkeit

und 3 Tonnen Einzelgewicht des Wurfes dargestellt, die im Einheitskreis wieder durchschnittlich $1,4 \cdot 10^8$ kcal/km² Energiedichte liefert, wobei aber die Zerstörungsfläche der gleichen Energiedichte des Einzelwurfes jetzt die früher abgeleitete Tropfenform mit 180000 m² Flächeninhalt hat.

VII. Der Entwicklungsweg des Raketenbombers.

Die Entwicklung des Raketenbomberprojektes wird sich ungefähr in der nachstehend aufgezählten Reihenfolge in 12 Stufen abspielen müssen:

1. Entwicklung der Verbrennungskammer und der Feuerdüse des Motors. Die Hauptaufgaben in dieser Stufe betreffen das Einbringen der noch festen, flüssigen oder schon verdampften Brennstoffe und der die Verbrennung unterhaltenden Stoffe in eine Brennkammer, etwa durch Einspritzdüsen; weiter die rasche Verteilung, Vermischung, Erwärmung und Entzündung der Kraftstoffe, ihre möglichst vollständige Verbrennung bei mehr oder weniger gleichbleibendem, hohem Druck zu einem Feuergas von sehr hoher Temperatur und die Entspannung dieser Feuergase in einer Feuerdüse, um sie so in einen Gasstrahl von möglichst hoher Strömungsgeschwindigkeit und möglichst niedriger Temperatur umzuwandeln. Die sehr hohen Drücke und Temperaturen im Verbrennungsraum haben zur Folge, dass nicht nur die Führung der Strömungsvorgänge im Motor, sondern auch der Bau aller feuerstromberührten Wände zu einem sehr ernstesten Problem wird, dessen Erforschung hinsichtlich Baustoffwahl, Kühlungsmöglichkeit und baulicher Anordnung im Vordergrund des Interesses stehen muss. Daneben spielen Fragen der Formgebung und Grössenverhältnisse von Verbrennungskammer und Düse, Wahl der zweckmässigsten Feuerdrücke, Messung der Stromtemperaturen und Geschwindigkeiten, Vorkehrungen zur raschen Erwärmung und Vermischung der Kraftstoffe, optische und akustische Phänomene, Strahlvermischung mit der Umgebungsluft hinter dem Motor, Dissoziations- und Detonationsfragen und zahllose weitere Probleme eine grosse Rolle.

2. Entwicklung von Sonderkraftstoffen für Raketenmotoren.

An den Kraftstoff des Raketenmotors werden in vieler Hinsicht grundsätzlich andere Anforderungen gestellt als an die Kraftstoffe

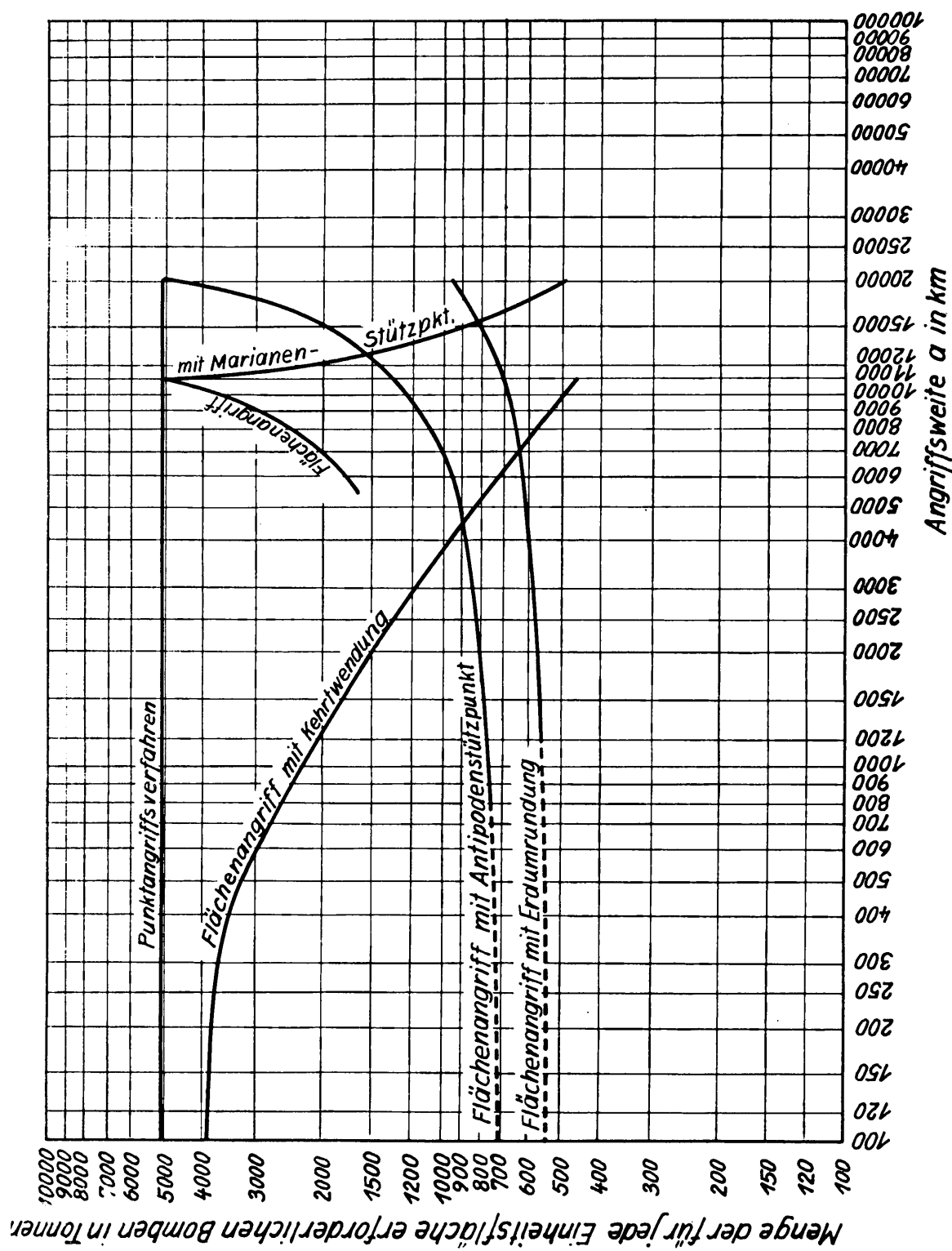


Abb. 108; Menge der erforderlichen Bomben in Tonnen, um die Einheitsfläche und ihre Umgebung nach verschiedenen Angriffsverfahren mit insgesamt 3,52.10⁹ kcal Zerstörungsenergie zu belegen, aufgetragen über der Angriffsweite a.

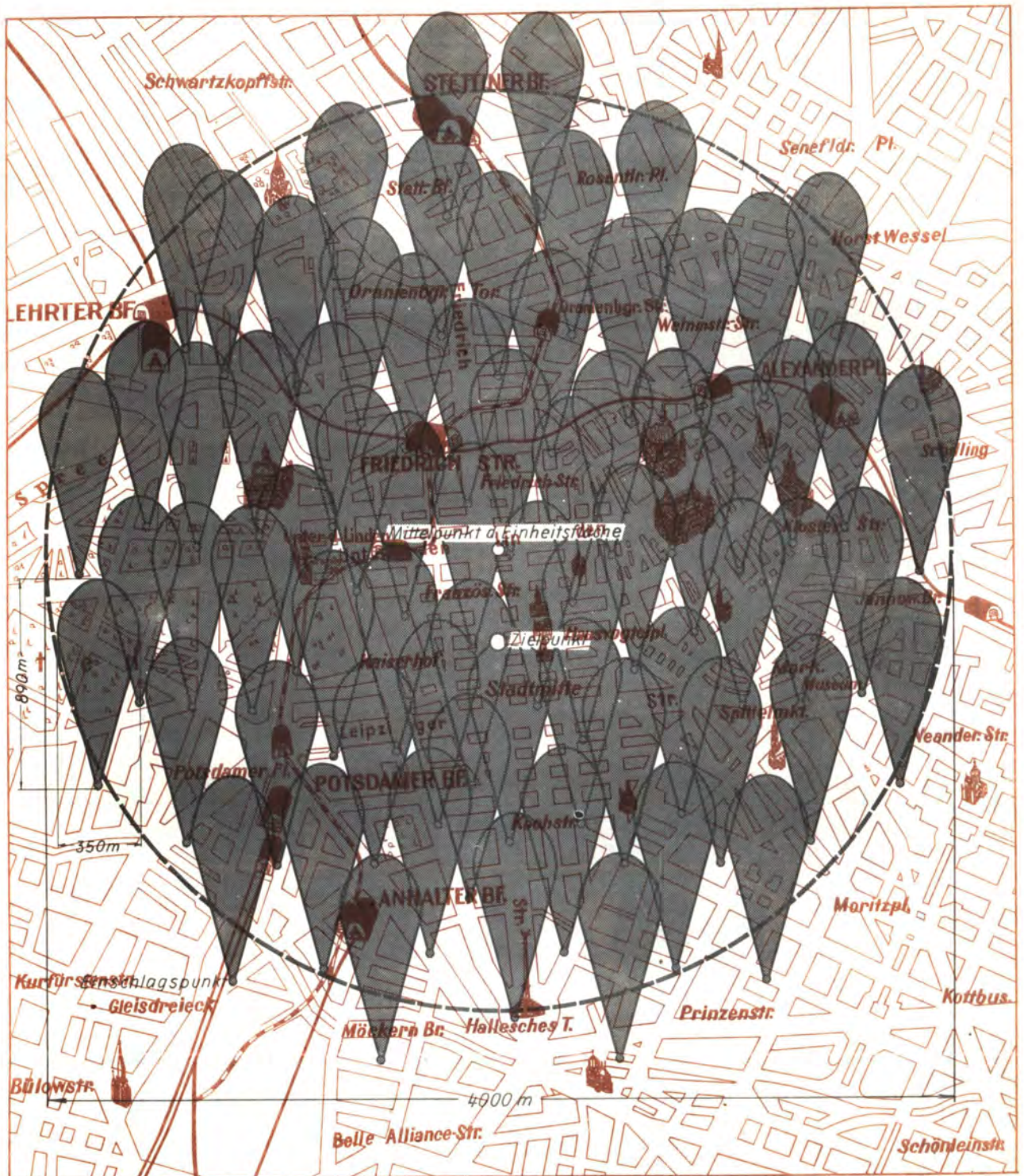


Abb. 110; Idealisierte Gauß'sche Trefferverteilung von 70 Einschlägen zu je 3 Tonnen Bomben und 8000 m/sec Aufschlagsgeschwindigkeit im Einheitskreis beim Flächenwurf gegen den Zielpunkt und mit den Zerstörungsflächen der einzelnen Bombe. (z.B. Beschiessung von Berlin)

üblicher Flugmotoren. In erster Linie kommt es auf den verfügbaren Energieinhalt der Masseneinheit verbrennenden Gemisches aus Brennstoff und z.B. Sauerstoff, und nicht auf den Heizwert des Brennstoffes allein an. Ein brennbarer Stoff, der zwar weniger Heizwert als die üblichen Kohlenwasserstoffe hat, bei seiner Verbrennung aber bedeutend weniger Sauerstoff verbraucht, kann daher einen sehr überlegenen Gemischheizwert entwickeln. Neben dem Gemischheizwert sind noch andere Verbrennungseigenschaften, wie Zündfähigkeit, Verbrennungsgeschwindigkeit, Detonationsfähigkeit, Dissoziationsverhalten, Aggregatzustände der Verbrennungsprodukte, Reaktionstemperaturen usw. wichtig. Auch eine Reihe mit der Verbrennung weniger zusammenhängender Eigenschaften, wie Beschaffbarkeit und Preis, Lagerfähigkeit in Flugzeugtanks, spezifisches Gewicht, Gefährlichkeit, Förderbarkeit der Kraftstoffe usw. wollen beachtet werden. Zählt man noch die Probleme des atomaren Wasserstoffes und Stickstoffes, der Kernreaktionen und der Startkraftstoffe auf, so ist damit in grossen Zügen der Umfang einer Kraftstoffforschung umrissen, die zur Entwicklung verschiedener, dem jeweiligen Zweck am besten angepasster Raketenkraftstoffe führen muss.

3. Entwicklung der Hilfsmaschinen des Raketenbombers.

Ebenso wie der übliche Flugmotor braucht auch der Raketenmotor zu seinem Betrieb einige Hilfsmaschinen, deren wichtigste die Fördermaschinen für die Kraft- und Kühlstoffe und deren Antriebsmaschinen sind. Diese Nebenanlagen stellen einige nicht ganz einfache Probleme, weil die Förderleistungen verhältnismässig hoch sind, nämlich grössenordnungsmässig etwa 50 bis 100 Pferdestärken je Tonne Schub, und die zu fördernden Stoffe in durchaus ungewöhnlicher Form vorliegen können, etwa als flüssige Gase, als Metalldispersionen oder sogar als feste oder flüssige Metalle, - und sehr genau bemessen sowie gegen sehr hohe Drücke gefördert werden müssen. Als Erschwerung tritt noch hinzu, dass die Förderanlagen unter äusserster Beschränkung ihrer Baugewichte zu entwerfen sind. Neben diesen Fördereinrichtungen der Kraft- und Kühlstoffe erfordern als Hilfsmaschinen hauptsächlich noch die Zündeinrichtung und gegebenenfalls Anlass- und Regeleinrichtungen Beachtung.

4. Prüfstandentwicklung des flugfertigen Raketenmotors.

Wenn auch die Entwicklung der bisher aufgezählten wichtigsten Teile des Motors unter Berücksichtigung ihres Zusammenwirkens bereits erfolgte, so ist doch ihre Vereinigung zum flugfertigen Raketenmotor und die Entwicklung ihres Zusammenspiels ein besonderer und wichtiger Abschnitt. Jetzt erst, am flugfertigen Gerät, kann am Prüfstand die gegenseitige Beeinflussung von Brennkammer, Düse, Kraftstoff und Hilfsmaschinen soweit erforscht werden, dass durch entsprechende Abstimmung die Bestwerte an Auspuffgeschwindigkeit, Betriebssicherheit und Baugewicht herauskommen. Diese Prüfstandsversuche mit dem fertigen Raketenmotor sind ganz besonders wichtig und erschöpfend, weil sie bis auf ganz unbedeutende Umstände die während des Fluges herrschenden Verhältnisse wiedergeben, sehr im Gegensatz zum üblichen Flugmotor, wo diese Verhältnisse mühevoll und unvollkommen durch Höhenprüfstände und dergleichen nachgeahmt werden müssen. Das hängt vor allem damit zusammen, dass der Raketenmotor bekanntlich Strahlbildung, Verbrennung und Kühlung nur mit den eigenen Kraftstoffen, und ohne Mitverwendung von Umgebungsluft besorgt, sodass der zwischen Prüfstand und Flug verschiedene Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturzustand der Umgebungsluft beim Raketenmotor kaum auf die Ergebnisse des Prüfstandsversuchs rückwirkt. Eine der wenigen Stellen, wo der Raketenmotor Fühlung mit der Umgebungsluft bekommt, ist die Mündung der Feuerdüse. Dort entspannt sich das Feuergas bis auf den äusseren Luftdruck hinter dem Flugzeug, das ist im Flug also praktisch auf den Druck Null, während am offenen Prüfstand nur bis auf den Druck der ruhenden Atmosphäre entspannt werden kann. Die Unterschiede sind jedoch nicht sehr gross, weitgehend der Rechnung zugänglich und liegen jedenfalls so, dass am Prüfstand der ungünstigere Fall untersucht wird. Eine Rückwirkung des Mitstromes in der Umgebungsluft mit dem entlassenen Feuerstrom auf das Flugzeug, besonders auf die Leitwerke, braucht am Raketenbomber nicht beachtet zu werden, weil Motorwirkung und Unterschallfluggeschwindigkeit nie gleichzeitig auftreten. Von den reinen Entwicklungs- und Erprobungsversuchen des flugfertigen Motors am Prüfstand abgesehen, werden sich in dieser Entwicklungsphase auch eine ganze Reihe physikalischer For-

schungsarbeiten am Raketenmotor aufs vorteilhafteste ausführen lassen: so genauere Untersuchungen der Kraftstoffzerstäubung, des wirklichen Druckverlaufes in der Brennkammer, der Temperaturverteilung im Feuergas, der wirklichen Strömungsgeschwindigkeiten, der Wärmeübergangsverhältnisse vom Feuergas an die festen Wände und von diesen an das Kühlmittel, der Strömungsablösung und Schallerzeugung in der Feuerdüse, sowie zahlreicher weiterer Fragen. Erst wenn im Laufe dieser Versuche der Motor seine völlige Betriebssicherheit erwiesen hat, wird man an seinen Einbau in ein Flugzeug denken dürfen. Die Entwicklung dieses Flugzeuges wird aber neben der des Motors zu erfolgen haben, sodass es gleichzeitig mit dem Motor als flugreif bezeichnet werden darf.

5. Windkanal- und Schleppversuche mit Modellen der Zelle.

Die äussere Form des Raketenbombers wird zunächst durch die Forderungen bestimmt, dass die vorliegenden Erfahrungen an Schraubenflugzeugen soweit wie möglich ausgenützt werden sollen, dass die besonderen Verhältnisse des Überschallfluges und der rückwärts liegenden Antriebsanlage berücksichtigt werden müssen und insbesondere, dass die Gleitzahl des Flugzeuges bei sehr grossen Mach'schen Zahlen, wo die Luftkräfte dem Quadrat der Geschwindigkeit und der Anstellwinkel proportional sind, möglichst gut sein soll. Mit diesen allgemeinen Bedingungen lassen sich Modelle des Raketenbombers entwerfen, die zwar nicht in dem interessantesten Flugbereich sehr hoher Mach'scher Zahlen, in deren oberem Teil sogar chemische Veränderungen des strömenden Mediums möglich sind, untersucht werden können, weil es bisher keine derartigen Versuchsströme gibt, mit denen sich aber immerhin Windkanalversuche im Bereich Mach'scher Zahlen von 0,08 bis etwa 4 durchführen lassen. Im Unterschallbereich, der für die Landevorgänge wichtig ist, können mit befriedigenden Modellgrössen Luftkraftmessungen und besonders Untersuchungen über den Höchstwert des Flugzeugauftriebes und dessen Verbesserungsmöglichkeiten durch die bekannten, den besonderen Profilformen anzupassenden aerodynamischen Hilfen vorgenommen werden. Weiterhin sind in diesem Bereich Kanalversuche über Stabilität, Schwingungsverhalten und Steuerbarkeit der Zelle in Bodennähe wichtig. Im Überschallbereich interessieren

wieder besonders Luftkräfte, Luftdruckverteilung, Stabilität und Steuerbarkeit, Schwingungsverhalten, Lufttemperaturen in den Staugebieten und Wärmeübergang an das Flugzeug. In Überschallwindkanälen können eine Reihe dieser Untersuchungen, allerdings an sehr kleinen Modellen, ausgeführt werden.

Für grössere Modellversuche stellt die Startbahn des Raketenbombers eine sehr brauchbare Schleppbahn dar, auf der selbst sehr grosse Modelle mit Hilfe eines Raketenantriebes durch genügend lange Zeiten auf alle wünschenswerten Geschwindigkeiten geschleppt und dabei untersucht werden können. Derartige Schleppversuche können auf einer 15 bis 30 km langen Bahn mit sehr wirtschaftlichem Aufwand im Modellmasstab 1 : 10 bis 1 : 1 bei den Originalgeschwindigkeiten 800 km/h bis über 5000 km/h, also unter genauer Einhaltung der Mach'schen und näherungsweise der Reynolds'schen Zahl ausgeführt werden. Sie würden sich besonders zu erstrecken haben auf die allgemeine Beobachtung des Flugzeugverhaltens im Bereich des Durchgangs durch die Schallgeschwindigkeit, also zwischen 800 km/h und 1800 km/h bei verschiedenen Formgebungen, verschiedenen Anstellwinkeln, verschiedener Leitwerksanordnung und -Einstellung usw., ferner auf Messung der Luftdruck- und Lufttemperaturverteilung an der Flugzeugoberfläche mittels Anbohrungen, Thermoelementen und dergleichen bei allen Geschwindigkeitsstufen, Messung von Lage und Grösse der auf das Modell ausgeübten Luftkräfte, unmittelbare Stabilitätsuntersuchungen durch kardanische Aufhängung des bewegten Modells im Schwerpunkt, Untersuchung der Rückwirkung eines Strahlantriebes auf diese Verhältnisse, besonders auf Luftkräfte und Stabilität, Untersuchungen des elastischen Verhaltens elastisch ähnlicher Modelle, z.B. hinsichtlich Flügelschwingungen, Leitwerksschwingungen usw., Start- und Freiflugverhalten von eigenstabilen oder ferngesteuerten Flugzeugmodellen, besonders beim Durchgang durch die Schallgeschwindigkeit von Überschall nach Unterschall und dergleichen mehr. Ein besonderes Nebenproblem derartiger Schleppversuche, wie auch der Startbahn selbst ist das gegenseitige Gleitverhalten geschmierter Flächen bei Gleitgeschwindigkeiten bis zu 5000 km/h. Für den Flugbereich aller Geschwindigkeiten in sehr dünnen Lufträumen, in denen die als Gaskinetik bezeichneten Gesetzmässigkeiten gelten, und der weder durch

Schleppversuche noch durch die üblichen Windkanalversuche erfassbar ist, wäre eine Erweiterung der Theorie und ihre Untermauerung durch Versuche erwünscht, etwa durch Ausbau des bekannten Molekularstrahlverfahrens in Richtung der gestellten Probleme.

6. Bauentwicklung der Zelle.

Liegen nach den Windkanal- und Schleppversuchen Gesamtanordnung und Formgebung des Raketenbombers vorläufig fest, so kann mit der Konstruktion von Rumpf, Flügeln, Leitwerk und den wichtigsten Einbauten, wie der Führerkabine, den Tankanlagen und schliesslich der Ausrüstung begonnen werden. Für den Bau von Rumpf, Flügeln und Leitwerk ist im Rahmen der festliegenden äusseren Form der Umstand bestimmend, dass die auftretenden Luftdrücke weit über die Grössenordnung flugzeugüblicher Werte hinauswachsen. Die sicheren Luftdrücke bewegen sich am Raketenbomber in der Gegend von 3000 kg/m^2 und werden daher zu Tragwerksformen führen, wie sie im Hochbau und Schiffbau bekannt sind. Das Problem der druckfesten Führerkabine ist bereits in anderem Zusammenhang bearbeitet worden. Die dabei gesammelten Erfahrungen werden hier mit zu verwerten sein. Die Tankanlagen sehr grosser Mengen beispielsweise von flüssigen Gasen, Metalldispersionen oder dergleichen haben bei diesen Stoffen keine Vorbilder und müssen daher gleichfalls den besonderen Verhältnissen erst angepasst werden. Ein besonders umfangreiches Gebiet neu zu entwickelnder Geräte liefert die Ausrüstung des Raketenbombers mit ihren Geschwindigkeits-, Höhen- und Beschleunigungsanzeigern, Steuer-, Navigations- und Bombenziel-einrichtungen, mit den optischen Beobachtungsinstrumenten und verschiedenen sonstigen, mit der Eigenart des Raketenflugs zusammenhängenden Bordgeräten und Bordinstrumenten.

7. Prüfstandsversuche über das Zusammenwirken von Motor und Zelle.

Diese Versuche bilden die letzte Stufe vor den ersten Flugversuchen und sollen das einwandfreie Arbeiten des bisher nur am Prüfstand erprobten Motors auch unter den Bedingungen des Zusammenbaues aller Teile in der Zelle erweisen. Weiter soll die genaue Richtung der Antriebskraft zu den Massen- und Luftkraftmittelpunkten des Flugzeuges überprüft werden, um Stabilitätsstörungen durch eine Fehlrichtung des Antriebes zu vermeiden,

und schliesslich soll der Flugzeugführer sich während dieser Versuche schon an einige Besonderheiten seines neuen Fluggerätes gewöhnen können.

8. Entwicklung und Erprobung der Startanlage.

Die mehrere Kilometer lange Startbahn mit ihrer Schienenanlage stellt ein verhältnismässig einfaches Ingenieurbauwerk dar, das keine besonderen Probleme aufwirft. Dagegen werden die Startschlitten, die mit einer Last von mehreren hundert Tonnen in kürzesten Zeiten auf einund-einhalbfache Schallgeschwindigkeit beschleunigt und nach der Entlastung noch rascher verzögert werden müssen, besonderer Entwicklungsarbeiten bedürfen. Diese werden sich vor allem auf die ausserordentlich starken Startraketen, auf die schon erwähnten Gleitkufen der Schlitten und auf die Bremseinrichtungen zu erstrecken haben. Das völlig verlässliche Arbeiten der Startbahn wird durch verschiedene Probeschleunigungen toter Massen, die dem Flugzeuggewicht gleichkommen, sorgfältig zu erproben sein.

9. Start- und Landeversuche des Bombers.

Die Startversuche beginnen mit ganz geringer Kraftstoffladung auf einem möglichst langen Rollfeld, indem sich der fast leere Bomber durch ganz kurzzeitige Wirkung seines eigenen Raketenmotors die zum Schweben erforderliche Geschwindigkeit erteilt, wobei er ausnahmsweise auf seinem eigenen Fahrgestell anrollt. Nach einem kurzen Sprung setzt er sogleich wieder hin und führt damit auch seine ersten Landungen aus, die sich von den späteren Landungen nach Fernflügen nicht unterscheiden. Diese Startversuche müssen auf einem so grossen Platz ausgeführt werden, dass die Landung in jedem Fall ohne Wendungen des Flugzeuges an den Start anschliessend erfolgen kann, um bei den noch ungewissen Flugeigenschaften das Flugzeug nicht durch Manöver in Bodennähe zu gefährden. Sind durch viele solcher Versuche die Start- und Landeeigenschaften geklärt, so kann das Flugzeug durch etwas vermehrte Kraftstoffzuladung in etwas grössere Flughöhen, von wenigen hundert Metern, gebracht werden und gleitet von dort wieder zu Boden. Dabei werden die wesentlichsten Flugeigenschaften bei geringen Fluggeschwindigkeiten festgestellt, wird die Leitwerkseinstellung vorgenommen, werden Trimmung, Stabilität, Steuerbarkeit usw. nach den ausgebildeten Verfahren

des Einfliegens überprüft und damit die Lufttüchtigkeit des Flugzeuges in allen Fluglagen in nicht zu grosser Flughöhe festgestellt, bezw. allmählich verbessert. Bleibt das Flugzeug bei allen diesen Versuchen verlässlich in der Hand des Führers, dann können die Startversuche auf der Startbahn wiederholt werden, indem das völlig leere Flugzeug auf den Startschlitten gesetzt und durch diesen abgeschleudert wird und anschliessend wieder landet. Gelingen auch diese Versuche, so kann die Erprobung auf höhere Fluggeschwindigkeit ausgedehnt werden. Diese Phase der Erprobung wird zweckmässig wieder als Schleppversuch auf der sehr langen Schleppbahn beginnen, wobei das Flugzeug zunächst überhaupt nicht zum Fliegen kommt, sondern auf der Schleppbahn nur beschleunigt und anschliessend gleich wieder gebremst wird. Diese Schleppversuche mit dem Originalflugzeug bei Gleitgeschwindigkeiten zwischen 800 km/h und 1800 km/h erstrecken sich besonders auf folgende Einzelaufgaben: Überprüfung und Verfeinerung der aufgezählten Modell-Schleppversuche über Luftdrücke, Temperaturen, Luftkräfte, Stabilität, Schwingungen, Treibstrahleinfluss usw., Untersuchung des Verhaltens von Instrumenten, Apparaten und besonders der Strahltriebwerke unter dem Einfluss der hohen Beschleunigungen und Geschwindigkeiten, Untersuchungen des Verhaltens der Flugzeugbesatzung bei den hohen Beschleunigungen und hohen Geschwindigkeiten, Entwicklung geeigneter Schutzvorkehrungen, z.B. Sondersitze, Gewöhnung des Flugzeugführers an die neuartigen Erscheinungen der hohen Beschleunigungen, hohen Geschwindigkeiten, besonderen Triebwerke und neuen Flugzeuginrichtungen.

10. Flugversuche des Bombers.

Schliesslich kann an die einzelnen Flugversuche gegangen werden, indem man das Flugzeug mit anfangs geringen und allmählich anwachsenden Kraftstoffladungen schleudert und anschliessend den Antrieb immer längere Zeit wirken lässt. Damit werden immer längere Aufstiegsbahnen durchlaufen, man wird sehr bald die bisher mit schnellsten Flugzeugen jemals erlangten Fluggeschwindigkeiten überholen und in noch nie erreichte Flughöhen vorstossen. Auch die Startgeschwindig-

keiten wachsen gleichzeitig immer mehr an. Nun beginnt der allerschwierigste Teil der Flugversuche, da die Flugverhältnisse sich von allen bisher bekannten und durch Erfahrung gedeckten immer mehr entfernen, und völlig fliegerisches Neuland zu erobern ist. Die Prüfflüge werden sich, soweit das schon heute zu überblicken ist, zunächst besonders auf die Aufrechterhaltung der Lebensbedingungen im Führerraum in Anbetracht der grossen Flughöhen, Beschleunigungen und hohen Temperaturen, auf die Wirkung der Luftkräfte gegenüber Tragwerk und Steuerwerk des Flugzeuges, auf die Überprüfung der Wanderwärmung an möglichst vielen Flugzeugstellen, auf die Aufrechterhaltung von Stabilität und Steuerbarkeit auch jenseits der Schallgrenze usw. erstrecken. Dieser Abschnitt der Eigenschafts-Flugversuche bei hohen Geschwindigkeiten wird mit grosser Vorsicht und unter schrittweiser Steigerung der Geschwindigkeiten zu erledigen sein, da in den sehr grossen Flughöhen bei sehr geringen Luftdichten und ausserordentlichen Fluggeschwindigkeiten jeder kleine Zwischenfall sich zur Katastrophe auswachsen kann, zumal ein Verlassen des Flugzeuges mit Fallschirm praktisch nicht mehr möglich ist. Diese Eigenschaftsversuche werden zunächst bis zu jenen Geschwindigkeiten fortzusetzen sein, die bisher mit Geschossen noch erreicht wurden, also etwa sechsfache Schallgeschwindigkeit. Schliesslich werden die eigentlichen Prüfungsflüge abgeschlossen durch die Leistungsprüfflüge. Sie dienen zunächst der Feststellung gewisser einfacher Flugleistungselemente, wie Startgeschwindigkeiten, Startlängen, Landelängen, Landegeschwindigkeiten, Steigleistungen, Kraftstoffverbrauch usw. und in weiterer Folge zur Ermittlung von Höchstgeschwindigkeit, Gipfelhöhe und Reichweite des Raketenbombers. Da diese drei Grenzleistungen voneinander abhängen, können sie jeweils auf demselben Flug gemessen werden. Bei der Steigerung der Fluggeschwindigkeit von den schon anlässlich der Eigenschafts-Prüfflüge erreichten Geschwindigkeiten bis zur Höchstgeschwindigkeit wird vor allem durch ein umfangreiches Fernthermometersystem die Temperaturverteilung an allen windberührten Aussenwandflächen strengstens zu überwachen sein, um unzulässige Erwärmung infolge der Luftreibung und des Luftstauens rechtzeitig zu erkennen. Die übermässige Erwärmung, besonders vorspringender Teile, wie der scharfen Rumpfspitze, der scharfen Flügel-

nase usw. ist deswegen besonders gefährlich, weil die geringste Anschmelzung oder sonstige Verformung dieser sorgfältig ausgebildeten kritischen Stellen und damit ihre Abstumpfung zu augenblicklichem, ungeheurem Anwachsen der Stautemperatur zunächst an diesen Stellen und dann in immer weiteren, angeschmolzenen Bereichen führt, und das sofortige Verbrennen des ganzen Flugzeuges zur Folge hätte. Sind die Prüfflüge bis zur Erreichung dieser mit etwa 7000 m/sec Geschwindigkeit, 150 km Flughöhe und 40000 km Fluglänge zu erwartenden Grenzleistungen durchgeführt, so können die Flugversuche zunächst als abgeschlossen betrachtet werden.

11. Richtversuche des Raketenbombers.

Die nächste wichtige Entwicklungsarbeit betrifft die Peileinrichtungen, die dem Raketenflugzeug nach Aufhören des Motorantriebes die genaue Kenntnis seiner Bahnelemente vermitteln, ihm dadurch die Vornahme von Richtungsverbesserungen ermöglichen und die genaue Berechnung des Augenblickes der Bombenauslösung gestatten. Diese Präzisionspeilung wird in sehr zahlreichen Flugversuchen zu erproben sein, da von ihrem genauen und raschen Arbeiten der Erfolg einer Angriffshandlung abhängt.

12. Bombenwurfversuche.

Sie bilden die letzte Phase der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zum Raketenbomber und müssen die praktische Bestätigung theoretischer Vorarbeiten über die Vorgänge während des Falles der Bomben und bei deren Berührung mit der Erde bringen. Soweit die Lage des Treffpunktes zur Abwurfstellung des Flugzeuges bei verschiedenen Flughöhen und Fluggeschwindigkeiten zu ermitteln ist, bieten die Weltmeere der ganzen Erde ein ausreichend weites Versuchsfeld. Etwas umständlicher wird das Studium des Einschlages der Bombe auf festem Land sein, weil dazu sehr grosse, unbewohnte Landflächen nötig sind. Doch werden für diesen Zweck einige Versuche in arktischen Ländern, in unbegangener Wüste oder in eigenen Schutzgebieten ausreichen.

Schrifttum.

- [1] C r a n z , C.: Lehrbuch der Ballistik. Springer, Berlin.
- [2] D i r i n g s h o f e n , H.v.: Bis zu welcher Stärke kann
der Mensch im Flugzeug Zen-
trifugalkräfte vertragen und welchen
Einfluss hat hierauf die Änderung der
Körperhaltung. Jahrbuch 1937 der Deut-
schen Luftfahrtforschung, Ausgabe Aus-
rüstung, S. 128.
- [3] F l ü g g e , S.: Kann der Energieinhalt der Atomkerne
technisch nutzbar gemacht werden. Natur-
wissenschaften 27, S. 402, 1939.
- [4] F r e n k e l , I.: Theorie der Adsorption und verwandter
Erscheinungen. Zs. f. Physik 26,
S. 117, 1924.
- [5] G e i b , K.H.: Atomreaktionen. Ergebnisse der exak-
ten Naturwissenschaften Bd. 15, S. 44,
1936.
- [6] G l i w i t z k y , W.: Messung des Druckverlaufs bei Alumi-
niumstaubexplosionen. Zs. d. VDI
Bd. 80, S. 689, 1936.
- [7] G ü m b e l , L. und
E v e r l i n g , E.: Reibung und Schmierung im Maschinen-
bau. Berlin 1925, Krayn.
- [8] J o s t : Explosions- und Verbrennungsvorgänge
in Gasen. Berlin 1939, Springer.
- [9] K n e s e r , H.O.: Der aktive Stickstoff. Ergebnisse der
exakten Naturwissenschaften. Bd. 8,
S. 229, 1929.
- [10] K n e s e r , H.O.: Die akustischen Relaxationserschei-
nungen. Phys. Zs. 39, S. 800, 1938.
- [11] L a n d o l t - B ö r n s t e i n : Physikalisch-chemische
Tabellen, Berlin 1923 -
1936, Springer.
- [12] R a n k e , O.F.: Kreislauf unter Beschleunigung; Ver-
suche über die Wirkung der Beschleu-
nigung auf der Zentrifuge an Mensch
und Tier. Jahrbuch 1937 der Deutschen
Luftfahrtforschung, Ausgabe Ausrüstung,
S. 123.
- [13] R o t h , W.A.,
W o l f , U. und : Die Bildungswärme von Aluminiumoxyd und
F r i t z , O. Lanthanoxyd. Zs. f. Elektrochem. 46,
S. 42, 1940.

- [14] R u f f , O. und
K o n s c h a k , M.: Verdampfungswärme des Al_2O_3 . Zs.f.
Elektrochem. 32, S. 32, S. 518, 1926.
- [15] R u f f , S.: Die physiologische Wirkung hoher Be-
schleunigungen. Luftwissen 7, S. 24,
1940.
- [16] S ä n g e r , E.: Über Bau und Leistungen der Raketen-
flugzeuge. Deutschösterr.Tageszei-
tung, Folge 35, S. 11 und Folge 38,
S. 9, 1933.
- [17] S ä n g e r , E.: Der Entwicklungsweg der Raketenflug-
technik. Zs. Flug, Heft 5 - 10,
Wien 1933, Pittner.
- [18] S ä n g e r , E.: Raketenflugtechnik. München 1933,
Oldenbourg.
- [19] S ä n g e r , E.: Neuere Ergebnisse der Raketenflug-
technik. Zs. Flug, Sonderheft 1,
Wien 1934, Pittner.
- [20] S ä n g e r , E.: Der Raketenantrieb für Flugzeuge.
Der Pilot, Heft 1, S. 5, 1935.
- [21] S ä n g e r , E.: Raketenmotor und Verfahren zu sei-
nem Betrieb. Oe.P. 144 809, Wien
1935.
- [22] S ä n g e r , E.: Expansionsdüse mit gekühlter Wand
für die Feuergase von Raketenan-
triebsmaschinen. Oe.P. 146 000,
Wien 1935.
- [23] S ä n g e r , E.: Der Verbrennungs-Raketenmotor.
Schweizer Bauzeitung, Bd. 107,
Nr. 2, S. 1, 1936.
- [24] S ä n g e r , E.: Kurze Darstellung der Raketen-
technik. Deutsche Luftfahrtfor-
schung, Bericht 828, Berlin 1936.
- [25] S ä n g e r , E.: Hohe Auspuffgeschwindigkeiten beim
Raketenantrieb. Deutsche Luftfahrt-
forschung, Bericht 829, Berlin 1936.
- [26] S ä n g e r , E.: Raketenmotor. D.P. 44/39, Berlin 1937.
- [27] S ä n g e r , E.: Verfahren zum Betrieb eines Raketen-
motors mit Dampfkraftmaschinenhilfs-
antrieb. D.P. 380/40, Berlin 1938.

- [28] S ä n g e r , E.: Gaskinetik sehr hoher Fluggeschwindigkeiten. Deutsche Luftfahrtforschung, Bericht 972, Berlin 1938.
- [29] S ä n g e r , E.: Gleitkörper für sehr hohe Fluggeschwindigkeiten. D.P. 411/42, Berlin 1939.
- [30] S ä n g e r , E.: Verfahren zum Betrieb eines Raketenmotors mit Sonderbrennstoffen. D.P.a.S. 143 284, Berlin 1940.
- [31] S c h u b e r t , G.: Physiologie des Menschen im Flugzeug. Berlin 1935, Springer.
- [32] S é f é r i a n , M.D.: Flamme d'hydrogène atomique; recherches sur la dissociation des gaz dans l'arc. Chaleur et industrie 19, S. 80, 1938.
- [33] Z e n n e c k , J.: Physik der hohen Atmosphäre. Ergebnisse der kosmischen Physik, Bd.3, S. 1, 1938.

- - -

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen.

a	Angriffsweite [m, km], Schallgeschwindigkeit [m/sec]
a'	kritische Schallgeschwindigkeit (z.B. im Düsenhals) [m/sec]
b	Beschleunigung [m/sec ²]
b _n	Normalbeschleunigung [m/sec ²]
b _t	Tangentialbeschleunigung [m/sec ²]
c	wirksame Auspuffgeschwindigkeit [m/sec]
c _{max}	maximale Strömungsgeschwindigkeit der Feuergase [m/sec]
c _{th}	theoretische Höchstströmungsgeschwindigkeit der Feuergase [m/sec]
c _m	Mündungsgeschwindigkeit der Feuergase [m/sec]
c _H	wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Luftmoleküle vor ihrem Aufprall auf eine Wand [m/sec]
c _R	wahrscheinlichste diffuse Rückprallgeschwindigkeit der Luftmoleküle von einer Wand [m/sec]
c _a	Auftriebsbeiwert [-]
c _{ao}	Anfangsauftriebsbeiwert [-]
c _{amax}	maximaler Auftriebsbeiwert [-]
c _{aF}	Auftriebsbeiwert der Flügel [-]
c _w	Widerstandsbeiwert [-]
c _{wr}	Reibungsanteil des Widerstandsbeiwertes [-]
c _f	auf Oberfläche bezogener Reibungsbeiwert [-]
c _v	spec. Wärme bei konstantem Volumen [kcal/kg ^o]
c _{vtrans}	spec. Wärme bei konstantem Volumen, Anteil aus der Molekültranslation [kcal/kg ^o]
c _{vrot}	spec. Wärme bei konstantem Volumen, Anteil aus der Molekülrotation [kcal/kg ^o]
c _{vosc}	spec. Wärme bei konstantem Volumen, Anteil aus der Molekülschwingung [kcal/kg ^o]
d	Wandstärke, Kaliber, Durchmesser [m]
d _m	Düsenmündungsdurchmesser [m]

d'	Düsenhalsdurchmesser [m]
f	Querschnittsflächen [m ²]
f'	Halsquerschnitt der Feuerdüse [m ²]
f_m	Düsenmündungsfläche [m ²]
g	Erdbeschleunigung [m/sec ²]
h	Geschosslänge [m]
h_0	kleinste Schmierschichtdicke [m]
i_{pH}	senkrechter Hinprallimpuls der in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit einer Platte aufprallenden Luftmoleküle [kg/m ²]
i_{pR}	senkrechter Rückprallimpuls der in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit einer Platte rückprallenden Luftmoleküle [kg/m ²]
i_τ	Impuls parallel zur Wand der in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit einer Platte prallenden Luftmoleküle [kg/m ²]
l	freie Weglänge der Moleküle [m]
m	Masse [kgsec ² /m]
p	Luftdruck, Gasdruck, Druck [kg/m ²]
p_a	Aussendruck der ruhenden Luft [kg/m ²]
p_0	Anfangsgasdruck, Gasdruck im Ofen, Ruhegasdruck [kg/m ²]
p_m	Mündungsdruck [kg/m ²]
q	Staudruck [kg/m ²], Wärmefluss [kcal/m ² sec]
r	Bahnradius horizontal liegender Bahnwendekurven [m]
s	Flugweg [m, km]
s_1	Startlänge [m, km]
s_2	Länge der Teilstrecke nach dem Start [m, km]
s_3	Länge des angetriebenen Aufstieges [m, km]
s_4	Länge der antriebslosen Ueberschallgleitflugbahn [m, km]
s_5	Unterschallgleitfluglänge [m, km]
s_w	Länge der Wendebahn [m, km]
t	Zeit [sec], Flügeltiefe, Gleitbackentiefe [m]

t_f	Feuerkantentemperatur der Feuerwand [$^{\circ}\text{C}$]
t_k	Kühlkantentemperatur der Feuerwand [$^{\circ}\text{C}$]
v	Fluggeschwindigkeit [m/sec]
\vec{v}	Geschwindigkeitsvektor [m/sec]
v_a	Absolutgeschwindigkeit [m/sec]
v_o	Anfangsfluggeschwindigkeit [m/sec]
V_e	Geschwindigkeit eines Erdpunktes [m/sec]
v_{w1}	Fluggeschwindigkeit am Beginn des Wendebogens [m/sec]
v_{w2}	Fluggeschwindigkeit am Ende des Wendebogens [m/sec]
w	Wurfweite [m, km]
w_r	wahrscheinliche Streuung des Bombenwurfes [km]
\bar{z}	durchschnittliche Belagsdichte einer im Flächenwurf angegriffenen Fläche [kcal/km^2]
A	Auftrieb [kg], mechanisches Wärmeäquivalent [$1/427 \text{ kcal/kg}$]
B	Bombenladung [kg]
C	Corioliskraft [kg]
D	Dissoziationsenergie [kcal/kg]
E	Reaktionswärme der Kraftstoffe, oberer Gemischbeiwert, gesamter Energieinhalt [kcal/kg]
E_v	räumliche Energiekonzentration [kcal/Liter]
E_R	Rückprallenergie der Luftmoleküle je Zeiteinheit und Wandflächeneinheit [$\text{kcal/m}^2\text{sec}$]
E_W	In der Wand verbleibende Energie der Luftmoleküle nach dem Aufprall [$\text{kcal/m}^2\text{sec}$]
E_A	Mit den Luftmolekülen je Zeiteinheit und Flächeneinheit an die Wand herangetragene Energie [$\text{kcal/m}^2\text{sec}$]
F	aerodynamisch tragende Fläche [m^2]
F_F	tragende Flügelfläche [m^2]
F_R	tragende Rumpffläche [m^2]
G	Gewicht [kg]

G_0	Anfangsgewicht [kg]
G_1	Gewicht des Bombers nach Verbrauch der Hinflugkraftstoffe [kg]
G_2	Gewicht des Bombers nach Abwurf der Bomben [kg]
G_3	Leergewicht des Bombers [kg]
G_s	Startgewicht [kg]
G_{os}	Anfangsstartgewicht [kg]
H	Flughöhe [m, km]
J	Wärmeinhalt [kcal/kg], Impuls [kgsec]
J_o	Wärmeinhalt im Ruhezustand, Ofenzustand, Anfangszustand [kcal/kg]
J_m	Mündungsimpuls [kgsec]
K	Wertungszahl der Raketenkraftstoffe [-]
M	Molekulargewicht [-]
P	wirksamer Schub, Last auf einer Gleitbacke [kg]
P	freier, am Dynamometer messbarer Schub [kg]
Q	Wärmemenge [kcal/kg]
R	Individuelle Gaskonstante [m/°], Erdradius [m]
R_e	Reynold'sche Zahl [-]
R_{i0}	Innere Verdampfungswärme bei 0°K [kcal/kg]
T	Temperatur [°K], d'Alembert'sche Trägheitskraft [kg]
T_o	Anfangstemperatur, Ofentemperatur, Ruhetemperatur [°K]
T_m	Mündungstemperatur [°K]
T_G	Temperatur der Luftmoleküle vor dem Aufprall auf die Wand [°K]
T_W	Temperatur einer von Luftmolekülen getroffenen Wandoberfläche [°K]
T_R	Temperatur der Luftmoleküle nach dem Rückprall von der Wand [°K]
U	Innere Energie [kcal/kg]
V	spec. Gasvolumen [m ³ /kg]

V_0	Ofenvolumen [m^3]
W	Widerstand [kg]
W'	im Windkanal gemessener Widerstand [kg]
Z	gesamte, gegen einen Zielpunkt geworfene Energie [kcal]
α	Anstellwinkel [$^\circ$], Akkommodationskoeffizient [-]
α_s	Anstellwinkel des vordersten Flächenelementes einer gekrümmten Fläche [-]
γ	spec. Gewicht [kg/m^3]
$\gamma^!$	spec. Gasgewicht bei der krit. Geschwindigkeit [kg/m^3]
γ_0	spec. Gasgewicht bei Ruhe bzw. in Bodennähe [kg/m^3]
ϵ	Gleitzahl [-], numerische Exzentrizität der Kepp'ler- schen Ellipse [-]
ϵ_a	optischer Absorptionskoeffizient [-]
ξ	Windrosenwinkel [$^\circ$]
η	Zähigkeit [$kgsec/m^2$]
η_a	äusserer Wirkungsgrad [-]
η_D	Düsenwirkungsgrad [-]
η_i	innerer Wirkungsgrad [-]
η_0	Ofenwirkungsgrad [-]
η_{therm}	thermischer Wirkungsgrad [-]
α	Adiabatexponent [-]
$\bar{\alpha}$	mittlerer Adiabatexponent [-]
λ	Wärmeleitzahl [$kcal/mh^\circ$]
μ	Reibungszahl [-]
ρ	Dichte [$kgsec^2/m^4$], Bahnradius [m]
$\bar{\rho}$	sekundlich auf die Flächeneinheit einer Platte treffende Gasmasse [$kgsec/m^3$]
ρ_m	Gasdichte im Mündungszustand [$kgsec^2/m^4$]
ρ_0	Gasdichte im Ofenzustand, Anfangszustand, Ruhe- zustand [$kgsec^2/m^4$]
σ	Festigkeit [kg/cm^2], Wendewinkel [$^\circ$]

- τ wandparallele Reibungsspannungen in Gasen oder Luft [kg/m²]
 φ Bahnneigung [°]
 ω Winkelgeschwindigkeit [1/sec]
 Δ Änderung einer Grösse [-]
 θ charakteristische Temperatur der Schwingungsanregung eines Gasmoleküls [°K]

- - - -

IM VERLAG FLUGTECHNIK STUTTGART

**sind folgende Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut für Physik der
Strahlantriebe erschienen:**

- Mittlg. 4 I. Sängers-Bredt; Bemessungstabeln für Staustrahlantriebe, Teil 1, Verlustlose Innenströmung mit chemischer Heizung und Dissoziationsgleichgewicht bei Flugmachzahlen zwischen 0 und 1 und Flughöhen bis 11,2 km, Juli 1956, 496 Seiten, DM 80.-
- Mittlg. 6 E. Sängers, I. Sängers-Bredt; Internationale Tagung über Staustrahlen und Raketen in Freudenstadt vom 6.—8. 2. 1956, September 1956, 358 Seiten, DM 64.-
- Mittlg. 7 H.G.L. Krause, M.E. Kübler; Stationäre Wandtemperaturen fliegender Körper unter dem Einfluß aerodynamischer Erwärmung im Flugmachzahlbereich 1 bis 10 und im Flughöhenbereich bis 30 km, Oktober 1956, 138 Seiten, DM 24.-
- Mittlg. 8 H. J. Kaeppler, G. Baumann; Irreversible Stochastic Thermodynamics and the Transport Phenomena in a Reacting Plasma, November 1956, 104 Seiten, DM 18.-
- Mittlg. 9 H. J. Kaeppler, G. Baumann; Zusammensetzung und thermodynamische Funktionen chemisch reagierender Feuergase von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischen bis 3600 °K, April 1957, 221 Seiten, DM 42.-
- Mittlg. 11 E. Schäfer, W. Michely; Ergebnisse von Prüfstandversuchen mit Heißwasser-Modellraketen, August 1957, 47 Seiten A 4, DM 16,30
- Mittlg. 13 E. Sängers, I. Bredt; Über einen Raketenantrieb für Fernbomber (Unveränderte zweite deutsche Auflage), Oktober 1957, 270 Seiten A 4, DM 75.-

